



Étude de l'annihilation électron-positon dans la région du centre Galactique avec le spectromètre INTEGRAL/SPI

Patrick Sizun

► To cite this version:

Patrick Sizun. Étude de l'annihilation électron-positon dans la région du centre Galactique avec le spectromètre INTEGRAL/SPI. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00155586

HAL Id: tel-00155586

<https://theses.hal.science/tel-00155586>

Submitted on 18 Jun 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour l'obtention du grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Paris Sud 11

Spécialité : **Astrophysique et Instrumentations Associées**

par

Patrick Sizun

intitulée

**Étude de l'annihilation électron-positon
dans la région du centre Galactique
avec le spectromètre *INTEGRAL*/SPI**

effectuée au Service d'Astrophysique du C.E.A.

sous la direction de Michel CASSÉ et Philippe DUROUCHOUX.

Soutenue le 23 avril 2007 à l'I.N.S.T.N. devant le jury composé de :

Alain ABERGELPrésident du jury
Michel CASSÉ Directeur de thèse
Bernard DEGRANGERapporteur
Peter VON BALLMOOS Rapporteur
Bertrand CORDIERExamineur
Pierre FAYETExamineur

«Les apparences sont un aperçu de l'obscur.»

Anaxagore

*«La loi qui gouverne toutes choses s'étend continûment à travers
L'éther tout puissant et la lumière sans fond.»*

Empédocle

Abstract

A spectral feature was detected in 1970 in the gamma-ray emission from the central regions of the Milky Way, during balloon flight observations. Located near 511 keV, this feature was soon attributed to the gamma-ray line tracing the annihilation of electrons with their anti-particles, positrons. However, none of the multiple astrophysical scenarii contemplated to explain the production of positrons in the Galactic bulge has been able to reproduce the high injection rate deduced from the flux of the 511 keV line, close to ten to the forty-third positrons per second.

Launched in 2002, the European gamma-ray satellite *INTEGRAL* was provided with a spectrometer, SPI, whose unprecedented imaging and spectral capabilities in this energy range enable us to further study the source of the 511 keV line detected in the Galactic centre region. Indeed, a better determination of the spatial extent of the source, the intrinsic width of the line and the fraction of positrons annihilating in-flight, directly or via the formation of ortho-Positronium atoms would improve our knowledge of both the annihilation medium and the initial source of positrons, and could allow us to discriminate between the various explanatory scenarii.

The first part of this thesis deals with a key ingredient in the extraction of the annihilation spectrum : the optimization of the instrumental background model. New data screening and tracer selection procedures are presented. Classical multi-linear models are compared to neural and bayesian networks. Finally, three years of observation are used to constrain the width of the source and derive its spectrum.

The second part of the thesis focuses on one of the possible scenarii explaining the high positron injection rate deduced from the flux of the 511 keV line : the annihilation of light dark matter particles into electron-positron pairs. The various radiation mechanisms involved are modeled and confronted to observations in order to set an upper limit on the injection energy of positrons – *e.g.* on the mass of the light dark matter particle – found to vary between 3 and 7.5 MeV, depending on the degree of ionization of the interstellar medium.

Résumé

En 1970, des vols ballons ont mis en évidence une structure dans le spectre d'émission gamma de la région du centre Galactique. Située vers 511 keV, cette signature spectrale a rapidement été associée à la raie traçant l'annihilation d'électrons avec leurs anti-particules, les positons. Cependant, les multiples scénarios astrophysiques envisagés pour expliquer l'injection de positons dans le bulbe Galactique n'ont pas permis de reproduire le taux élevé déduit du flux de la raie à 511 keV, de l'ordre de dix puissance quarante-trois par seconde.

Lancé fin 2002, le satellite gamma européen *INTEGRAL* est doté d'un spectromètre, SPI, présentant des capacités d'imagerie et une résolution spectrale à 511 keV sans précédent, qui en font l'instrument adéquat pour affiner notre connaissance de la morphologie spatiale et du spectre de la source de cette émission d'annihilation, afin de distinguer le scénario le plus probable. En effet, la détermination de l'étendue de la source, de la largeur de la raie et de la fraction des positons s'annihilant en vol ou après thermalisation, directement ou via la formation d'atomes de Positronium nous renseignent à la fois sur le milieu dans lequel a lieu l'annihilation finale et sur la source initiale des positons.

La première partie de cette thèse a permis de déterminer les méthodes optimales de modélisation du bruit de fond instrumental du spectromètre SPI indispensables à l'analyse des observations de la raie à 511 keV. Des procédures de nettoyage des données et de sélection des indicateurs du bruit de fond ont été mises en œuvre. Des modèles utilisant des techniques neuronales ont été élaborés et comparés à des méthodes statistiques plus classiques afin d'évaluer la possibilité de prendre en compte les non-linéarités du bruit et les effets liés à l'activité solaire. Au terme de cette étude, un modèle spatial a été ajusté aux données correspondant à trois années d'observation par *INTEGRAL* de la raie à 511 keV et un spectre d'annihilation a été extrait.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à l'un des scénarios qui pourraient expliquer le taux d'injection de positons observé dans le bulbe Galactique : l'annihilation de particules de matière noire légères en paires électron-positon. Les diverses composantes radiatives liées à ce phénomène ont été modélisées et confrontées aux observations gamma passées, afin d'en déduire une limite supérieure sur l'énergie d'injection des positons - et donc sur la masse de la particule de matière noire légère - qui varie entre 3 et 7,5 MeV selon l'ionisation du milieu interstellaire.

Remerciements

Dès mon arrivée au service d'Astrophysique du Commissariat à l'Énergie Atomique, j'ai eu la chance de pouvoir exploiter les observations d'un satellite déjà pleinement opérationnel et performant, *INTEGRAL*. C'est pourquoi je souhaiterais d'abord rendre hommage aux nombreuses personnes, dont beaucoup que je n'ai pas connues, qui ont participé à sa conception et contribueront encore à assurer son fonctionnement après mon départ vers d'autres horizons.

Je souhaite ensuite remercier vivement Philippe Durouchoux, à qui je dois mon entrée dans l'équipe SPI de Saclay et qui m'a proposé cette thèse, ainsi que Michel Cassé, qui a assuré la relève de sa direction et auquel je suis redevable de m'être intéressé aux mystères de la matière noire. L'ajout à mes travaux, autrement orientés vers le traitement du signal, d'un volet d'interprétation m'a permis d'avoir un aperçu plus vaste du travail de chercheur.

Ma gratitude va également à Bertrand Cordier et Stéphane Schanne, qui ont suivi quotidiennement mes analyses et ont orienté mes recherches. A David Attié, qui a facilité mon insertion dans l'équipe et m'a fait profiter de son expérience. A David Maurin et François Tola, pour s'être penchés avec moi sur le sujet, parfois ingrat, de la modélisation du fond instrumental. A Clarisse Hamadache qui, après nous avoir rejoints, a grandement contribué à la relecture de ce manuscrit. A Marion Cadolle-Bel, avec qui ma collaboration pour l'étude des sources compactes m'a initié aux collaborations multi-longueurs d'onde et a ajouté une touche d'ouverture à des recherches sinon plus individuelles.

Mes remerciements vont aussi à tout le groupe Hautes Énergies, notamment à François Lebrun, et à Pierre-Olivier Lagage pour leur accueil à l'Orme des Merisiers. Mille mercis aussi aux doctorants, post-doctorants et autres habitants du premier étage du bâtiment 709 voire du 2^e — Bob, Christophe, Clarisse, Coralie, David, Diego, Élisabeth, Guillaume, Jérôme, Juan, Ludo, Marion, Matthieu, Maurizio, Michaël, Séverin — pour l'ambiance détendue qu'ils ont su créer — et que j'espère mon pessimisme cynique n'aura pas trop entachée —, les activités extra-saclaysiennes et les repas de Noël.

Enfin, un grand merci à mes parents et à ma famille pour leur soutien psychologique sans faille et pour avoir supporté mes humeurs.

Au moment de poser la plume après avoir sacrifié au difficile mais indispensable rituel des remerciements, je prie ceux que j'aurais oublié ou omis d'y inclure nommément de me pardonner.

Béziers, le 21 mai 2007.

Table des matières

Abstract	ii
Résumé	iii
Remerciements	iv
Table des matières	v
Table des figures	viii
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
1 Le spectromètre SPI et l’observatoire <i>INTEGRAL</i>	4
1.1 Contexte et objectifs scientifiques	4
1.2 Le spectromètre SPI	8
1.2.1 Masque codé	9
1.2.2 Plan de détection	13
1.2.3 Systèmes de réduction du bruit de fond	16
1.3 <i>INTEGRAL</i> en bref	17
1.3.1 Orbite	17
1.3.2 L’imageur IBIS	17
1.3.3 Le moniteur JEM-X	18
1.3.4 Le moniteur de radiations	18
2 Étalonnage en vol et étude de sources ponctuelles	19
2.1 L’étude des sources ponctuelles avec SPI	20
2.2 Le Crabe, source étalon	22
2.3 GRS 1915+105 : extrait de FUCHS <i>et al.</i> 2003b	26
IGR J19140+098 : DUROUCHOUX <i>et al.</i> 2004	27
2.4 Cygnus X-1	28
Extrait de CADOLLE BEL <i>et al.</i> 2006b	28
Extrait de MALZAC <i>et al.</i> 2006	29
2.5 Vela X-1 : extrait de ATTIE <i>et al.</i> 2004	30
2.6 XTE 1720-318 : extrait de CADOLLE BEL <i>et al.</i> 2004	31
2.7 Sco X-1 : extrait de DI SALVO <i>et al.</i> 2006	32
2.8 Conclusion	33
3 Modélisation du bruit de fond	34
3.1 Problématique	35
3.2 Pré-traitement des données	37
3.2.1 Délivrance des données	37
3.2.2 Réduction	38

3.2.3	Données scientifiques auxiliaires	39
3.2.4	Données techniques auxiliaires	40
3.2.5	Compteurs de particules	40
3.3	Construction des jeux de données	40
3.3.1	Rejet des données incomplètes	40
3.3.2	Coupures supplémentaires	42
3.3.3	Découpage des jeux selon l'activité	43
3.3.4	Champs vides	48
3.4	Cadre de travail commun aux différents modèles	49
3.4.1	Sources du bruit de fond	49
3.4.2	Formalisation mathématique et notations	49
3.4.3	Traceurs du bruit de fond	50
3.5	Critères de qualité	56
3.6	Modèle linéaire	58
3.6.1	Description	58
3.6.2	Performances	59
3.7	Réseau de neurones direct à trois couches	65
3.7.1	Description	65
3.7.2	Performances	68
3.8	Modèle bayésien	71
3.8.1	Description	71
3.8.2	Performances	72
3.9	Synthèse	74
3.10	Une application à la raie d'annihilation à 511 keV	75
4	L'annihilation électron-positon	84
	Découverte du positon	85
4.1	Naissance, vie et mort d'un positon	85
4.1.1	Formation des positons	85
4.1.2	Thermalisation des positons	86
4.1.3	Annihilation des positons	90
4.2	Historique et statut des observations de la raie à 511 keV	95
4.3	Sources de positons	98
4.3.1	Candidats astrophysiques	98
4.3.2	Candidats exotiques	101
4.3.3	Combinaisons de candidats	101
4.4	Analyse des observations <i>INTEGRAL</i> de l'annihilation électron-positon	102
4.4.1	Jeux de données	102
4.4.2	Méthodologie	102
4.4.3	Analyse de la raie d'annihilation à 511 keV	108
4.4.4	Analyse du spectre d'annihilation	110
4.5	Conclusion	116
5	L'hypothèse de la matière noire légère	117
5.1	De la matière noire à la matière noire légère	118
5.1.1	Nécessité de la matière noire	118
5.1.2	La matière noire comme source de positons	121
5.1.3	Recherche de la matière noire	123
5.2	Contraintes liées au spectre gamma	126
5.2.1	Distribution spectrale des positons et électrons	126

5.2.2	Calcul du spectre gamma	130
5.2.3	Contraintes observationnelles	134
5.3	Contraintes liées au couplage matière noire-neutrinos	144
5.3.1	Nucléosynthèse du Big Bang et matière noire légère	144
5.3.2	Supernovæ et matière noire légère	145
5.4	Contraintes liées au fond diffus extra-galactique	145
5.4.1	Contribution des SNIa au fond diffus cosmologique	146
5.4.2	Modélisation de l'émission des halos cosmologiques	147
	Extrait de RASERA <i>et al.</i> 2006	151
5.5	Conclusion	152
Conclusion générale		154
A Publications		157
A.1	SIZUN <i>et al.</i> 2003 : contribution au 2 ^e appel d'offres d' <i>INTEGRAL</i>	159
A.2	SIZUN <i>et al.</i> 2004 : The <i>INTEGRAL</i> /SPI Response and the Crab Observations	165
A.3	SIZUN <i>et al.</i> 2006a : Continuum γ -ray emission from LDM e^+ and e^-	169
A.4	SIZUN <i>et al.</i> 2007 : Background model studies for <i>INTEGRAL</i> /SPI	181
B Algorithmes d'imagerie du diffus		200
B.1	Formalisation du problème	200
B.2	Statistique de Poisson	201
B.3	Approche itérative	201
B.4	Richardson-Lucy	202
B.5	Accélération de l'algorithme	202
B.6	Entropie	204
C Acronymes		206
Liste de publications		210
	Publications en tant que 1 ^{er} auteur	210
	Publications en tant que co-auteur	211
Bibliographie		223

Table des figures

1.1	Modèle de qualification d' <i>INTEGRAL</i> .	5
1.2	Vue éclatée du satellite <i>INTEGRAL</i>	5
1.3	Coupe du spectromètre SPI	8
1.4	Photo du masque codé de SPI.	9
1.5	Génération d'un motif HURA.	11
1.5.a	Grille hexagonale de départ.	11
1.5.b	Étiquetage des pavés opaques et transparents.	11
1.6	Motif HURA d'ordre 127.	12
1.7	Photographie des détecteurs en Germanium de SPI.	13
1.8	Processus d'interaction au sein d'un détecteur en Germanium.	14
1.9	Numérotation des détecteurs du spectromètre.	15
1.10	Température des détecteurs	16
1.11	Modules d'ISGRI.	18
2.1	Images SPI et ISGRI de GRS 1915+105	22
2.1.a	Image SPI dans la bande 20 – 50 keV.	22
2.1.b	Mosaïque ISGRI dans la bande 15-40 keV.	22
2.2	Spectres <i>INTEGRAL</i> de Cygnus X-1.	23
2.2.a	Époque 1 (décembre 2002).	23
2.2.b	Époque 2 (juin 2003).	23
2.3	Motif projeté à travers le masque codé par une source dans l'axe	23
2.4	Correction de la réponse instrumentale	24
2.5	Spectre SPI du Crabe	25
3.1	Vue schématique des étapes de la modélisation du bruit de fond.	36
3.2	Spectre cumulé de la caméra SPI.	37
3.3	Filtrage des données et température du cryostat	42
3.4	Comptages du moniteur de particules	45
3.5	Raies de haute énergie	45
3.6	Phase orbitale et comptage en électrons	47
3.7	Signature des jeux de données dans le plan électrons-protons	47
3.8	Distribution temporelle des données	48
3.9	Analyse en composantes principales.	54
3.10	Diagrammes de corrélation.	56
3.10.a	Jeu «solaire» : 511 keV et multiples cassés adjacents.	56
3.10.b	Jeu «calme» : 511 keV et Afee .	56
3.11	Modèle linéaire à 5 traceurs	58
3.12	Performances du modèle linéaire selon le type de données.	63

3.13	Schéma d'un neurone formel.	65
3.14	Structure d'un réseau de neurones.	66
3.15	Structure d'un réseau de régression bayésien.	71
3.16	Carte d'exposition	76
3.17	Corrélations entre traceurs et comptage à 511 keV	77
3.17.a	AfeeSat	77
3.17.b	AfeeNVeto	77
3.17.c	Germanium 71^m	77
3.17.d	Multiplés cassés	77
3.17.e	Zinc 65	77
3.18	Pseudo-image de la raie à 511 keV au centre Galactique	78
3.19	Pseudo-image de la raie à 511 keV dans le plan Galactique	79
3.20	Aire efficace de SPI à 511 keV	80
3.21	Profil en longitude de la raie à 511 keV au centre Galactique (modèle bayésien)	81
3.22	Profil en longitude de la raie à 511 keV au centre Galactique	82
3.23	Spectre de la raie à 511 keV	82
3.24	Spectre de la raie à 511 keV : modèle à 2 composantes	83
4.1	Facteur d'écrantage	87
4.2	Pertes par interactions Bremsstrahlung	88
4.2.a	Taux moyen de perte d'énergie.	88
4.2.b	Vitesse de refoidissement.	88
4.3	Pertes par interactions de Coulomb.	89
4.3.a	Milieu neutre.	89
4.3.b	Milieu ionisé.	89
4.4	Niveaux d'énergie de l'atome de Positronium.	91
4.5	Spectre d'annihilation 3γ	93
4.6	Gamme d'énergie des photons issus de l'annihilation en vol	93
4.7	Section efficace différentielle d'annihilation en vol	94
4.8	Section efficace totale d'annihilation en vol	95
4.9	Cartes d'exposition	103
4.10	Profils en longitude d'exposition	104
4.11	Source gaussienne de 7° FWHM	107
4.12	Largeur de la source de positons au centre Galactique	109
4.13	Spectre de la raie à 511 keV	112
4.14	Spectre d'annihilation : ajustement libre	113
4.15	Spectre d'annihilation : modèle à indice spectral contraint	115
5.1	Composantes du spectre gamma de la matière noire légère	126
5.2	Pertes d'énergie	128
5.3	Distribution spectrale des leptons dans le bulbe	129
5.4	Probabilité d'annihilation en vol	130
5.5	Composantes du spectre de radiation de la matière noire légère	133
5.6	Spectre total de radiation de la matière noire légère	134
5.7	Profil en longitude de l'émission diffuse 3-10 MeV (1/2).	137
5.8	Modèle complet du spectre diffus du bulbe Galactique	138
5.9	Profil en longitude de l'émission diffuse 3-10 MeV (2/2)	140
5.10	Spectres diffus théorique et observationnel du bulbe Galactique.	141
5.11	Flux théorique et flux COMPTEL en fonction de l'énergie d'injection.	142
5.12	Profils théoriques d'émission issue de la matière noire.	148

5.13	Contraintes SPI sur la distribution de la matière noire.	150
B.1	Convergence de l'algorithme de Richardson-Lucy	203
B.2	Image du centre Galactique.	204

Liste des tableaux

1.1	Instruments X et γ .	6
1.2	Propriétés des trois instruments X- γ d' <i>INTEGRAL</i> .	8
2.1	Liste des objets compacts étudiés.	20
2.2	Étapes du traitement standard des données SPI.	21
2.3	Flux et indice spectral du Crabe	25
3.1	Indicateurs du moniteur de particules.	41
3.2	Critères de sélection des données	41
3.3	Tri entre passages ceintures, sursauts solaires et périodes calmes	44
3.4	Traceurs disponibles	52
3.5	PCA et corrélations entre traceurs.	55
3.6	PCA et meilleurs traceurs du bruit.	55
3.7	Meilleures combinaisons de traceurs	59
3.8	Influence du nombre de traceurs	61
3.9	Combinaisons apprentissage/validation	63
3.10	Performances du réseau de neurones	69
3.11	Performances du modèle bayésien	73
3.12	Ajustement de la raie 2γ	83
4.1	Historique des observations de la raie à 511 keV	97
4.2	Noyaux émetteurs β^+ et raies γ associées.	99
4.3	Spectre SPI entre 200 et 545 keV.	110
4.4	Ajustement de la raie 2γ	112
4.5	Ajustement du spectre d'annihilation.	114
5.1	Composition énergétique de l'Univers	120
5.2	Contraintes COMPTEL sur la matière noire légère.	143
C.1	Acronymes.	206

Introduction

Avant de pouvoir s'intéresser aux phénomènes cosmiques se manifestant par l'émission de rayons gamma, l'homme a dû attendre de s'affranchir de l'écran opaque constitué par l'atmosphère terrestre dans ce domaine des hautes énergies du spectre électromagnétique. C'est donc seulement dans les années 1960 que s'est développée l'astronomie gamma, avec tout d'abord des vols ballons dans la haute atmosphère, puis ensuite grâce à la mise en orbite de satellites. En plus de la contrainte atmosphérique, commune à d'autres domaines de longueurs d'onde, cette discipline a souffert des difficultés rencontrées pour focaliser les rayons gamma et approcher les performances des télescopes classiques en termes d'imagerie et de sensibilité, difficultés renforcées par des flux et des rapports signal sur bruit plus faibles qu'à basse fréquence.

Les progrès technologiques — ouvertures à masque codé, semi-conducteurs de nouvelle génération — lui ont néanmoins permis de prendre son essor, autorisant l'étude des manifestations célestes les plus violentes et les plus énergétiques : les éruptions solaires ou stellaires, l'émission des objets compacts (étoiles à neutrons, trous noirs), les explosions d'étoiles massives (supernovæ), les sursauts gamma, les raies nucléaires issues de la désintégration d'éléments radioactifs produits de la nucléosynthèse.

C'est dans ce contexte que la communauté scientifique bénéficie depuis octobre 2002 des observations de l'observatoire *INTEGRAL*, une mission X- γ de l'Agence spatiale européenne. Un des instruments principaux de ce satellite, le télescope à masque codé SPI, présente une résolution spectrale jusqu'à là inégalée, qui le rend particulièrement apte à étudier les raies gamma, notamment la raie à 511 keV traçant l'annihilation des positons. La cartographie et l'étude spectrale de cette raie, observée dans la région du centre Galactique depuis 1971, constituent un des objectifs scientifiques majeurs du spectromètre SPI. En effet, nombre d'aspects de cette émission restent à déterminer, tels la nature, intrinsèquement diffuse ou non, de sa source ou l'importance relative des contributions relatives du centre et du plan Galactiques. L'étude de cette raie devrait permettre de révéler des caractéristiques de la source de positons sous-jacente aussi bien que du milieu dans lequel ces positons s'annihilent avec des électrons.

En 2003, quelques mois après le lancement du satellite, j'ai débuté une thèse au Service d'Astrophysique du CEA Saclay, membre de la collaboration *INTEGRAL*, au sein de l'équipe SPI locale.

Mon sujet de thèse a principalement concerné l'analyse des observations de l'émission Galactique dans la raie à 511 keV, abordée sous deux aspects très différents : celui du traitement des données, et celui de l'interprétation des résultats de ce traitement. Le présent manuscrit effectue un bilan des travaux réalisés durant cette thèse ; il se divise en cinq chapitres¹.

Le premier chapitre introduit brièvement la mission *INTEGRAL*, ses instruments et en particulier le spectromètre. Il vise à introduire les principaux concepts utiles à la compréhension de la suite de l'exposé et insiste sur les aspects chers à l'auteur. Pour des descriptions plus exhaustives, le lecteur pourra se référer aux thèses de Jean [1996], Diallo [1999], Paul [2002] et Attié [2005].

Le deuxième chapitre évoque les études de sources «ponctuelles» auxquelles j'ai participé en parallèle de l'analyse de l'émission diffuse. Dans le cadre de collaborations multi-longueurs d'onde avec des chercheurs et doctorants travaillant sur d'autres instruments, j'ai contribué au suivi principalement de systèmes binaires, en extrayant leur spectre dans le domaine d'énergie de SPI. Cette tâche de service m'a permis d'améliorer ma connaissance de l'instrument, de même que ma participation à son étalonnage en vol, consistant à valider la réponse instrumentale et les logiciels d'analyse officiels.

L'un des ingrédients clefs de l'analyse des données de SPI, et en particulier de la raie à 511 keV, est une modélisation adéquate du bruit de fond instrumental. Le troisième chapitre traite de ce thème et décrit comment sont définis les critères visant à bâtir des jeux de données sains, à identifier les meilleurs traceurs du bruit de fond instrumental et à les employer de manière optimale. Après une étude systématique des méthodes de modélisation du bruit couramment utilisées, deux nouvelles méthodes faisant appel à l'apprentissage neuronal sont introduites afin de tester leurs performances et de déterminer si elles apportent des améliorations significatives, en permettant de mieux prendre en compte les non-linéarités du bruit et de conserver les données actuellement rejetées du fait d'une trop forte activité de l'environnement spatial (activité solaire, rayonnement cosmique).

Dans un quatrième temps, les principaux concepts relatifs au parcours d'un positon depuis sa formation jusqu'à son annihilation sont présentés, suite à quoi les conclusions des études de modélisation du bruit de fond sont appliquées afin d'extraire les paramètres du spectre d'annihilation électron-positon Galactique. Après avoir confronté ce spectre aux résultats des missions antérieures, nous faisons le point sur les multiples processus, astrophysiques ou non, qui pourraient être responsables du taux élevé de positons produits au centre Galactique, dérivé de ce spectre.

¹L'ensemble des acronymes et abréviations utilisés dans le manuscrit sont définis dans l'appendice C, page 206. Les références renvoient soit à la bibliographie, page 214, soit à la liste de publications, page 210. L'appendice A inclut une proposition d'observation, un acte de congrès, un article de revue et un article encore en préparation. L'appendice B évoque des travaux non achevés relatifs aux techniques d'imagerie directe de l'émission diffuse.

Enfin, le dernier chapitre est entièrement consacré à une des hypothèses envisagées pour expliquer ce taux d'injection de positons : l'annihilation de particules de matière noire légère. Les implications astrophysiques de cette théorie — qui, conjuguée aux nouveaux résultats d'*INTEGRAL* issus notamment de mon analyse, a engendré une multiplication des travaux sur la raie à 511 keV — y sont présentées, et de nouvelles contraintes observationnelles sur les paramètres de cette éventuelle matière noire légère sont calculées.

Chapitre 1

Le spectromètre SPI et l’observatoire *INTEGRAL*

Sommaire

1.1	Contexte et objectifs scientifiques	4
1.2	Le spectromètre SPI	8
1.2.1	Masque codé	9
1.2.2	Plan de détection	13
1.2.3	Systèmes de réduction du bruit de fond	16
1.3	<i>INTEGRAL</i> en bref	17
1.3.1	Orbite	17
1.3.2	L’imageur IBIS	17
1.3.3	Le moniteur JEM-X	18
1.3.4	Le moniteur de radiations	18

Le satellite *INTEGRAL* – abréviation de Laboratoire INTErnational d’Astrophysique des Rayons Gamma – [Winkler *et al.* 2003] est une mission de l’Agence Spatiale Européenne (ESA), dédiée à la spectroscopie et à l’imagerie fine des astres émettant dans le domaine γ entre 15 keV et 10 MeV, avec une surveillance dans les domaines X et optique.

Ce chapitre présente les objectifs et les divers instruments de la mission *INTEGRAL* ainsi que leurs performances, en insistant sur les aspects dont la connaissance sera utile à la suite de l’exposé.

1.1 Contexte et objectifs scientifiques

Sélectionné en juin 1993 pour constituer la nouvelle mission scientifique de taille moyenne (catégorie dite M2) du programme Horizon 2000 de l’ESA, le projet *INTEGRAL* faisait suite à l’ob-



FIG. 1.1: Modèle de qualification du satellite *INTEGRAL*.

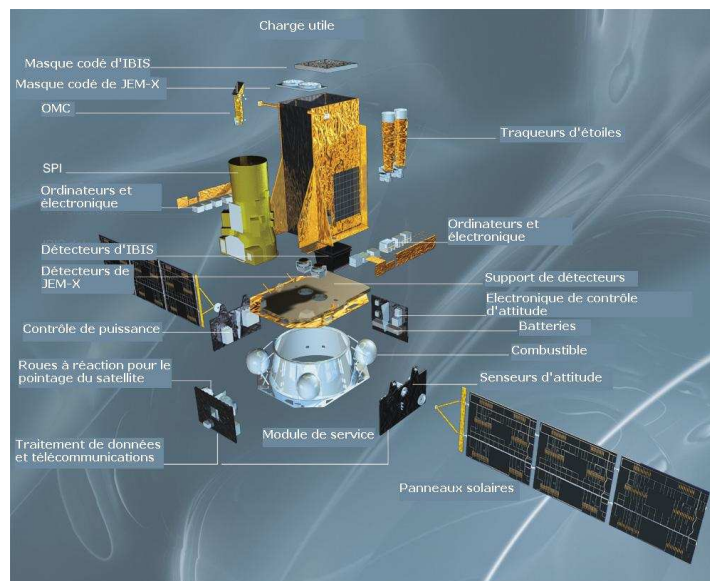


FIG. 1.2: Vue éclatée du satellite *INTEGRAL*.

servatoire gamma Compton (*CGRO*) de la NASA et au télescope franco-russe *GRANAT*/SIGMA. Le satellite a été mis en orbite le 17 octobre 2002 depuis Baïkonour au Kazakhstan par une fusée russe de type Proton.

Les objectifs scientifiques de la mission peuvent se répartir en trois domaines :

- la nucléo-synthèse, à travers la cartographie et la spectroscopie des sources ponctuelles ou étendues émettant des raies γ correspondant à des isotopes radioactifs comme le Cobalt 56, le Titane 44, le Sodium 22, l'Aluminium 26 ou le Fer 60, ou encore la raie à 511 keV d'annihilation électron-positon ;
- l'étude des sources compactes, comme les pulsars, les étoiles à neutrons ou les trous noirs stellaires appartenant à des systèmes binaires ainsi que les trous noirs super-massifs dans les noyaux actifs de galaxies ;
- la détection et la localisation rapide des sursauts γ .

La charge utile d'*INTEGRAL* est constituée de deux principaux télescopes γ , IBIS [Lebrun *et al.* 2003] et SPI [Vedrenne *et al.* 2003]. Tous deux sont des spectro-imageurs mais le premier a été optimisé pour l'imagerie et le second pour la spectroscopie. Ils sont accompagnés de deux moniteurs, JEM-X [Lund *et al.* 2003] pour les rayons X et l'OMC [Mas-Hesse *et al.* 2003] pour le domaine visible.

TAB. 1.1: Liste non-exhaustive des instruments X- γ . Les télescopes dotés d'un masque codé sont indiqués en **gras**. La signification des acronymes est donnée dans la table C.1.

Instrument	Période	Domaine	Propriétés et/ou objectifs
Université Rice ¹	1970,1971	30 keV-2,4 MeV	Vols ballon. Détecteurs NaI.
Lab. Bell & Sandia ²⁵	1975-1977	100 keV-5 MeV	Vols ballon. détecteurs Ge(Li).
OSO-8 ²³	1975-1978	150 eV-3 MeV	
HEAO-3 ²	1979-1981	50 keV-10 MeV	Satellite. 4 détecteurs Ge, bouclier CsI.
<i>SMM</i> /GRS ³	1980-1989	300 keV-9 MeV	Détecteurs NaI.
GRIP ⁴	1988,1989	30 keV- 5 MeV	Vol ballon. Détecteurs NaI, masque HURA.
HEXAGONE ²²	1989	10 keV-13 MeV	Vol ballon. 12 détecteurs Ge, bouclier en BGO.
GRIS ⁵	1992	20 keV-10 MeV	Vol ballon. 7 détecteurs Ge, bouclier NaI, masque URA.
GRIP-2 ⁶	1993,1995	30 keV- 2 MeV	Vol ballon. Détecteurs NaI/CsI, masque HURA rotatif.
GRANAT/SIGMA ⁷	1989-1998	30 keV-1,5 MeV	Masque URA.
GRANAT/ Art-P ²⁶	1989-1998	3 keV-60 keV	Masque URA.
CGRO/OSSE ⁸	1991-2000	60 keV-10 MeV	Détecteurs NaI/CsI.

Instrument	Période	Domaine	Propriétés et/ou objectifs
CGRO/BATSE ⁹	1991-2000	15 keV-110 MeV	
CGRO/COMPTEL ¹⁰	1991-2000	800 keV-30 MeV	
CGRO/EGRET ¹¹	1991-2000	12 MeV-30 GeV	
WIND/TGRS ¹²	1994-	15 keV-10 MeV	Détecteur Ge. Sursauts γ , sursauts solaires.
RXTE/ASM ¹³	1995-	2 keV-12 keV	Réseau codé uni-dimensionnel.
RXTE/PCA ¹⁴	1995-	2 keV-60 keV	
RXTE/HEXTE ¹⁵	1995-	15 keV-250 keV	Détecteurs NaI/CsI.
SAX/PDS	1996-2002	15-300 keV	Détecteurs NaI/CsI.
MART-LIME ¹⁶	×	5 keV-150 keV	Masque URA, compteur proportionnel.
HETE-2/WXM	2000-	2 keV-30 keV	Réseau codé unidimensionnel aléatoire.
HETE-2/FREGATE ¹⁷	2000-	6 keV-400 keV	Sursauts γ .
HETE-2/SWC	2000-	500 eV-14 keV	
RHESSI ²⁴	2002-	3 keV-17 MeV	9 détecteurs Ge, collimateurs tournants.
INTEGRAL/JEM-X ¹⁸	2002-	3 keV-35 keV	Masques HURA.
INTEGRAL/IBIS ¹⁹	2002-	20 keV-10 MeV	Détecteurs CdTe et CSi, masque MURA.
INTEGRAL/SPI ²⁰	2002-	20 keV-8 MeV	19 détecteurs Ge, bouclier BGO, masque HURA.
SWIFT/BAT	2004-	15 keV-150 keV	
EXIST/HET et /LET	À l'étude.	4 keV-600 keV	Masques URA, détecteurs CdZnTe et Si.
SVOM/ECLAIRS ²¹	2009 ?-	1-300 keV	Masque aléatoire auto-porteur. Sursauts γ .

Réf. : ¹Johnson et Haymes 1973, ²Mahoney *et al.* 1980, ³Forrest *et al.* 1980, ⁴Althouse *et al.* 1985, ⁵Teegarden *et al.* 1985, ⁶Schindler *et al.* 1997, ⁷Paul *et al.* 1991, ⁸Kurfess *et al.* 1983, ⁹Fishman *et al.* 1985, ¹⁰Schoenfelder *et al.* 1993, ¹¹Fichtel *et al.* 1983, ¹²Seifert *et al.* 1992, ¹³Levine *et al.* 1996, ¹⁴Jahoda *et al.* 1996, ¹⁵Rothschild *et al.* 1998, ¹⁶Ubertini *et al.* 1996, ¹⁷Atteia *et al.* 2003, ¹⁸Lund *et al.* 2003, ¹⁹Ubertini *et al.* 2003, ²⁰Vedrenne *et al.* 2003, ²¹Schanne *et al.* 2006, ²²Matteson *et al.* 1990, ²³Dennis *et al.* 1977, ²⁴Lin *et al.* 2002, ²⁵Leventhal *et al.* 1978, ²⁶Siuniae *et al.* 1990.

Le programme d'observation, défini par l'ISOC, comprend du temps *ouvert* (*open time*) distribué suite aux propositions des scientifiques par un comité d'allocation (TAC) et une fraction, décroissante d'année en année, de temps *garanti* (*core programme*) réservé aux instituts impliqués dans la conception et la mise en œuvre de la mission. Ce temps garanti a été réparti entre une observation systématique du centre de la Voie Lactée (*Galactic Center Deep Exposure* ou GCDE), un balayage du plan Galactique (*Galactic Plane Survey* ou GPS) et des observations pointées, notamment de sources transitoires (ToO). Depuis le 4^e appel d'offres, le temps ouvert inclut des «programmes clefs» dédiés aux objectifs requérant un temps d'observation important.

TAB. 1.2: Propriétés des trois instruments X- γ d'*INTEGRAL*

Instrument	IBIS	SPI	JEM-X
Domaine d'énergie	14 keV à 10 MeV	20 keV à 8 MeV	4 à 35 keV
Résolution spectrale	8 keV à 100 keV 100 keV à 1 MeV	2,3 keV à 1,33 MeV	1 keV à 6 keV
Champ de vue totalement codé	$9^\circ \times 9^\circ$	16°	$4,6^\circ$
Champ de vue partiellement codé	$29^\circ \times 29^\circ$	35°	$13,2^\circ$
Résolution angulaire	12 minutes d'arc	2,7 degrés	3 minutes d'arc

1.2 Le spectromètre SPI

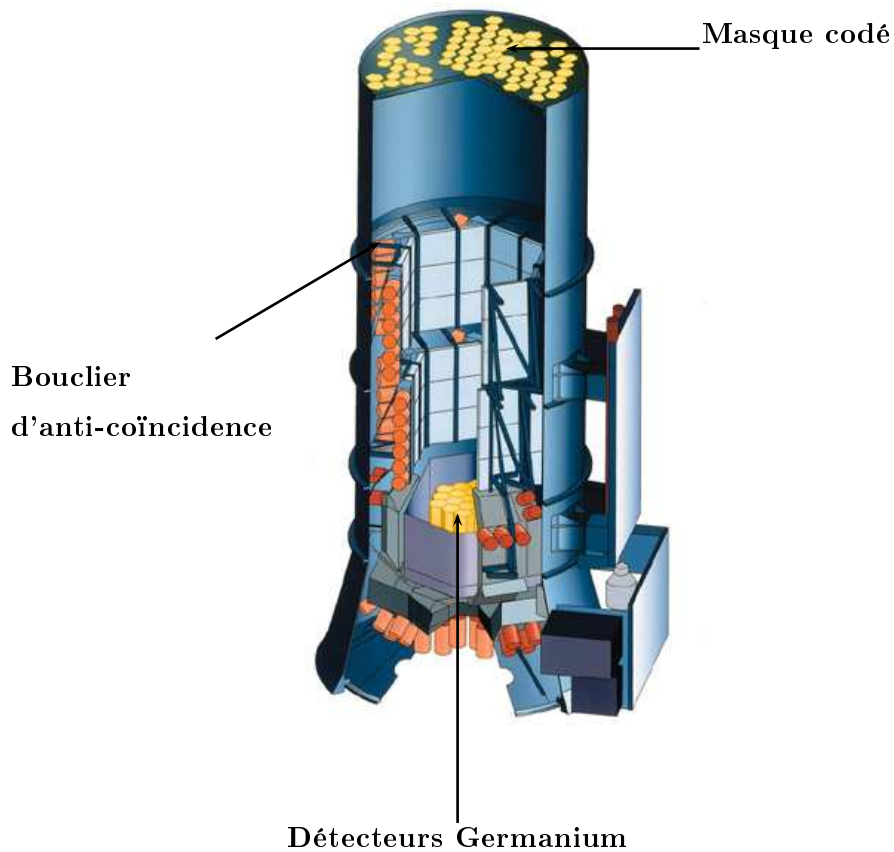


FIG. 1.3: Schéma en coupe du spectromètre SPI.

Imaginé dans l'optique d'optimiser la résolution en énergie et le champ de vue, le spectromètre

SPI d'*INTEGRAL* a été réalisé dans le cadre d'une large collaboration internationale. L'étude système (architecture mécanique, thermique et électrique) a été conduite par le CNES, qui a ensuite suivi le développement des modules, effectué l'intégration et les tests des modèles. Côté français, le CESR¹ à Toulouse et le DAPNIA¹ (dont le Service d'Astrophysique) du CEA à Saclay ont également été fortement impliqués.

Les trois éléments principaux du télescope sont (Fig. 1.3) :

1. un *plan de détection*, matrice hexagonale composée de 19 détecteurs semi-conducteurs en Germanium, couvrant une surface utile de 508 cm². Ce plan est maintenu à une température de 85 K grâce à un *cryostat* utilisant des mécanismes réfrigérants à la fois actifs et passifs ;
2. une *ouverture à masque codé* composée de 127 éléments hexagonaux en Tungstène (63 éléments opaques et 64 transparents), distante de 170 cm du plan de détection ;
3. un bouclier actif d'anti-coïncidence, l'ACS, qui permet de diminuer le bruit de fond instrumental créé par les interactions des rayons cosmiques, et notamment des particules solaires, avec les détecteurs en Germanium et les matériaux de l'ensemble du satellite. Ce bouclier entoure le cylindre formé par le plan de détection et le masque codé.

En-dessous du masque se trouve également un scintillateur plastique, le PSAC, visant à réduire le bruit lié aux interactions des particules avec le masque lui-même.

1.2.1 Masque codé

Trois des quatre instruments d'*INTEGRAL* sont équipés d'un masque codé : l'imageur IBIS, le spectromètre SPI et le moniteur X JEM-X. Ces trois masques codés ont été conçus sous la direction du GACE¹. Le masque codé de SPI (Fig. 1.4 ; Rodrigo [2000]) est constitué de 127 pavés hexagonaux, dont 63 sont opaques et 64 transparents. Son rôle principal est d'intercepter les rayons gamma afin de projeter une ombre codée sur le plan de détection situé. Les pavés du masque sont constitués d'un alliage en tungstène et sont agencés selon un motif hexagonal uniformément redondant d'ordre 127 (Fig. 1.6). Ce motif présente une symétrie par rotation d'angle 120°, une anti-symétrie par rotation d'angle 60°.



FIG. 1.4: Photo du masque codé de SPI.

¹Cf. table des acronymes C.1.

¹Groupe d'Astronomie et de Science Spatiale de l'université de Valence.

Principe et nécessité des masques codés. Aux hautes énergies correspondant au domaine γ , les miroirs massivement utilisés dans les autres domaines de longueurs d'onde pour *focaliser* le rayonnement ne peuvent quasiment plus être employés, les longueurs d'onde devenant inférieures à la distance inter-atomique. Une technique de substitution est donc nécessaire pour atteindre une bonne résolution angulaire ; les trois instruments d'*INTEGRAL* observant dans le domaine X ou γ ont donc été dotés d'un *masque codé*, c'est-à-dire que le plan détecteur observe le ciel à travers une surface présentant une fonction de transparence variable. Connaissant le motif du masque et l'orientation du télescope, il est possible de savoir pour chaque détecteur quelles directions étaient masquées par l'ouverture codée et finalement, bien que la pseudo-image sur le plan détecteur puisse ne contenir qu'un nombre limité de pixels, il est possible en les combinant de reconstituer la direction incidente des photons ayant occasionné une interaction dans les détecteurs.

Le motif du masque est optimisé de façon à ce que l'image codée obtenue par projection du ciel à travers le masque puisse être déconvoluée avec aussi peu d'ambiguïté que possible. On appelle champ totalement codée le champ de vue pour lequel il existe une relation biunivoque entre une direction du ciel et un point du plan de détection. Cela étant, du fait du bruit de fond et des multiples sources présentes dans le champ de vue, la déconvolution reste délicate et on cherche à la rendre plus aisée en observant sous des angles variés l'objet auquel on s'intéresse : c'est ce qu'on appelle le *dithering*, qui consiste à repointer l'axe du télescope tout en assurant un recouvrement suffisant du champ de vue d'un pointage à l'autre, de façon à augmenter le nombre d'équations du problème – le nombre de détections – sans que le nombre d'inconnues – de pixels dans le ciel – n'augmente dans la même proportion.

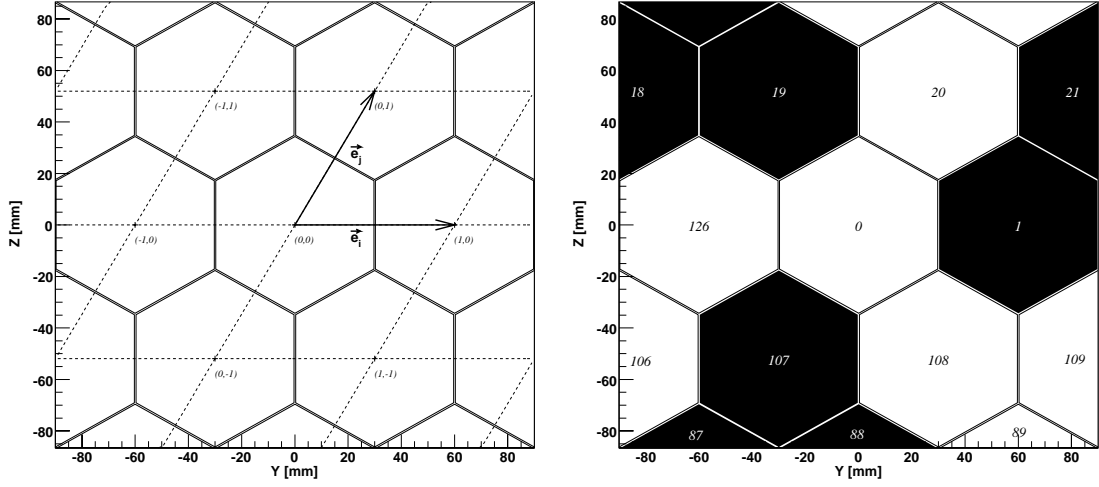
Génération du motif Pour construire [Finger et Prince 1985] le motif mathématique du masque du spectromètre, il suffit de savoir qu'il s'agit d'un motif HURA (*Hexagonal Uniformly Redundant Array*) d'ordre $\nu = 127$. L'alternance des pavés opaques et transparents est loin d'être aléatoire. On part d'une grille hexagonale (Fig. 1.5.a) définie par deux vecteurs formant une base (\vec{e}_i, \vec{e}_j) , et on attribue à chaque pavé hexagonal, de centre (i, j) dans cette base, une étiquette l dans $\mathbb{Z}/\nu\mathbb{Z}$:

$$(i, j) \mapsto l(i, j) \equiv i + rj \pmod{\nu}, \quad (1.1)$$

où le multiplicateur r doit, pour un masque HURA, obéir à la relation de congruence

$$r^2 \equiv r - 1 \pmod{\nu}, \quad (1.2)$$

soit ici $r = 20$. Reste alors à définir le sous-groupe \mathcal{D} de $\mathbb{Z}/\nu\mathbb{Z}$ des étiquettes correspondant à des pavés opaques. Il s'agit d'un groupe de différences cycliques [Baumert et Gordon 2003] de



1.5.a: Grille hexagonale de départ.

1.5.b: Étiquetage des pavés opaques et transparents.

FIG. 1.5: Génération d'un motif HURA.

paramètres ($\nu = 127$, $k = 63$, $\lambda = 31$) construit ainsi :

$$\mathcal{D} = \left\{ l \in \mathbb{Z}/\nu\mathbb{Z} \text{ telque } l \equiv \left(\frac{k-1}{2}\right)^2 (\nu), k \in \mathbb{N} \right\}, \quad (1.3)$$

où ν représente le nombre total de pavés du motif de base, k le nombre de pavés opaques et λ le nombre de façons de représenter un pavé quelconque dans la grille par un déplacement entre deux pavés opaques : c'est la propriété de redondance uniforme. Les pavés de la grille hexagonale seront donc fermés ou ouverts selon que leur étiquette fait partie de ce groupe \mathcal{D} . Pour le spectromètre, un seul motif de base, sans répétition, est conservé (Fig. 1.6).

Par ailleurs, pavés du masque et détecteurs Germanium étant de même taille, le plan de détection ne reçoit qu'une fraction de la projection d'une source à travers le masque : au plus $\frac{19}{127}$, le rapport des nombres de détecteurs et de pavés. Dans ces conditions, la reconstruction du ciel serait impossible sans le *dithering*, qui permet en somme de créer des pseudo-mosaïques. Une autre possibilité aurait été de faire tourner le télescope autour de son axe ou, comme il été un temps envisagé, d'employer un masque rotatif.

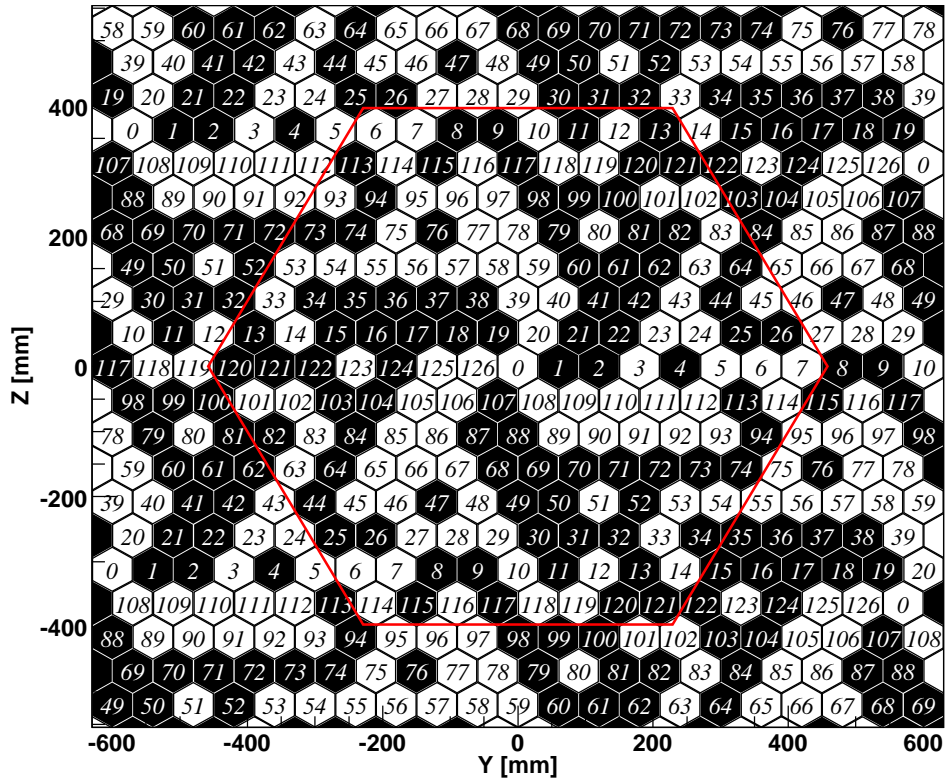


FIG. 1.6: Motif hexagonal uniformément redondant d'ordre 127 du masque codé de SPI. Le spectromètre est muni du seul motif de base, formé des 127 pavés centraux.

1.2.2 Plan de détection

Le plan de détection du spectromètre est constitué de 19 détecteurs semi-conducteurs hexagonaux en cristaux de Germanium, refroidis à très basse température. Des courants proportionnels à l'énergie déposée dans le semi-conducteur sont générés, amplifiés puis convertis en un signal numérique.

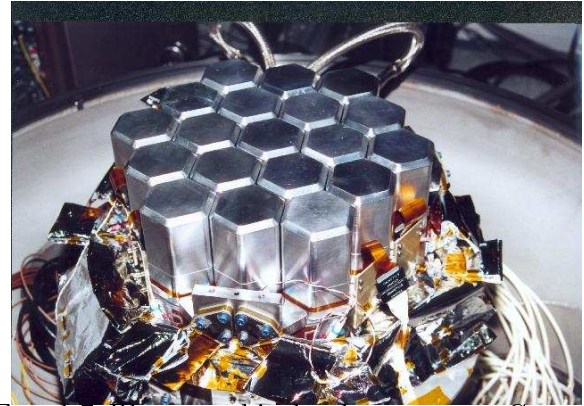


FIG. 1.7: Photographie des détecteurs en Germanium de SPI.

Processus d'interaction Les techniques de détection optimales varient selon les processus d'interaction en jeu, la longueur d'onde consi-

dérée et le type d'objet observé. Au-delà de 10 keV, les trois principaux processus d'interaction entre les photons γ et la matière sont l'absorption photo-électrique, la diffusion Compton et la création de paires [Léna 1996, Dubath 1996] :

- dans le cas de l'*absorption photo-électrique*, le photon est absorbé et cède la totalité de son énergie à un électron du cortège électronique d'un atome du détecteur. Cet électron se propage à son tour en ionisant d'autres atomes qui se dés excitent ensuite par recombinaisons. Des photons secondaires peuvent s'échapper si le milieu détecteur est mince mais, généralement, l'énergie déposée dans le milieu correspond à l'énergie du photon initial ;
- lors d'une *diffusion Compton*, le photon incident, diffusé par un électron, ne lui cède qu'une fraction de son énergie. Il continue à se propager et interagit avec un autre électron, dans le même détecteur ou dans un détecteur différent, selon le même processus ou par absorption photoélectrique ;
- la *création de paires* concerne les photons de plus de 1,02 MeV puisqu'ils produisent, par interaction avec le champ électromagnétique du noyau d'un atome du milieu détecteur une paire électron-positon – l'énergie de masse d'un électron est de 511 keV. Ces deux particules se propagent à leur tour en cédant de l'énergie au milieu, le positon s'annihilant finalement avec un électron. Des photons secondaires de basse énergie interagissent à leur tour avec le milieu selon l'un des deux autres processus.

On distingue deux types de détecteurs adaptés à ces processus :

- les *scintillateurs* mesurent, grâce à des photo-multiplicateurs, le rayonnement de scintillation dû aux photons secondaires, ultraviolets ou visibles, émis par les atomes du milieu détecteur au fur et à mesure de leur dés excitation. La caméra PICSIT de l'imageur IBIS d'*INTEGRAL* est constituée d'une mosaïque de scintillateurs ;

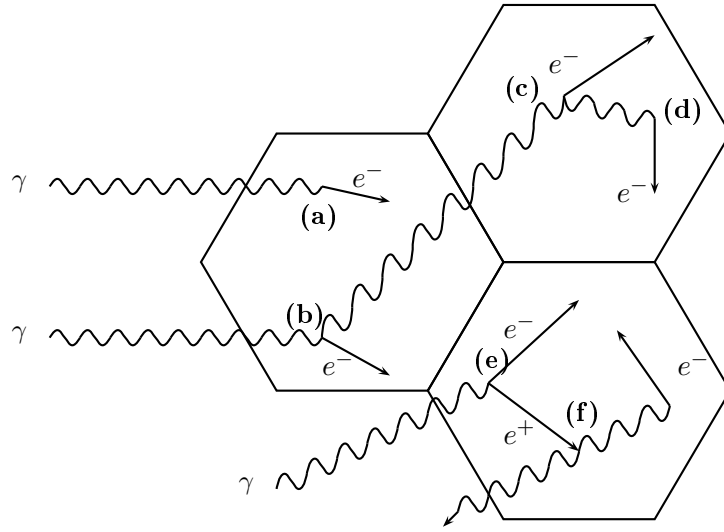


FIG. 1.8: Processus d'interaction au sein d'un détecteur en Germanium : (a) absorption photo-électrique ; (b) diffusion Compton avec échappement du photon diffusé puis nouvelle diffusion Compton (c) dans un autre détecteur, suivie (d) d'une absorption photo-électrique ; (e) création de paire puis (f) annihilation du positon avec échappement de l'un des deux photons.

- les détecteurs à *semi-conducteurs*, utilisés dans les caméras SPI et ISGRI d'*INTEGRAL*, sont basés sur la détection des paires électron-trou, créées par les photons incidents, se propageant dans le matériau soumis à un champ électrique.

Événements simples et multiples Le plan de détection de SPI comporte seulement 19 détecteurs «physiques». On appelle événement simple (SE) l'enregistrement d'un photon dans l'un de ces détecteurs ; il est caractérisé par la date à laquelle il survient, l'identification du détecteur, et son canal d'énergie. Mais certains photons déposent, directement ou indirectement, de l'énergie dans plusieurs détecteurs : on parle alors d'événement multiple (ME) lorsque des dépôts sont enregistrés dans plusieurs détecteurs voisins durant une même fenêtre temporelle, dite de coïncidence. Selon que l'on effectue des études d'imagerie ou de spectroscopie, que l'on s'intéresse aux basses ou aux hautes énergies, il est plus ou moins intéressant de prendre en compte les événements doubles ou triples. On peut donc définir des détecteurs « virtuels » ou pseudo-détecteurs pour désigner l'association de plusieurs Germanium. En s'arrêtant à une multiplicité de 3, le spectromètre possède donc 85 pseudo-détecteurs.

Détecteurs défaillants À ce jour, deux des dix-neufs détecteurs du spectromètre ont présenté des défaillances et ont été désactivés. Il s'agit respectivement des détecteurs numéros 2, en décembre 2003, et 17, en juillet 2004 – les détecteurs sont numérotés concentriquement de

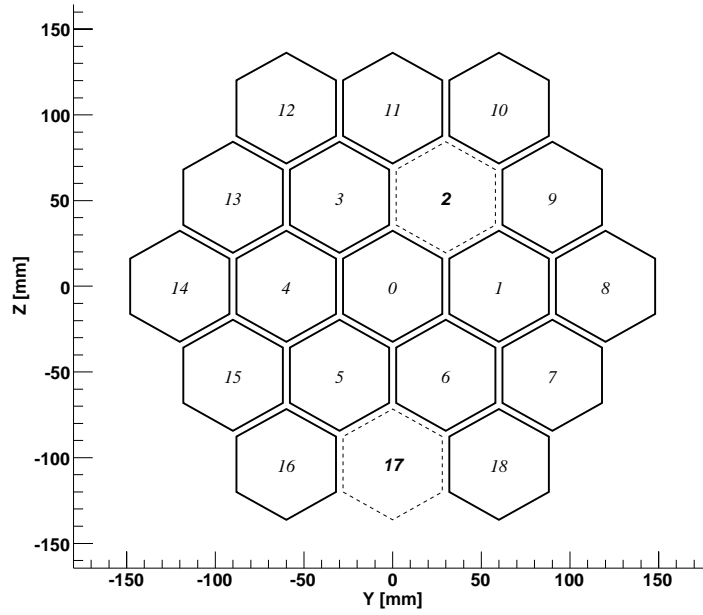


FIG. 1.9: Numérotation concentrique des détecteurs en Germanium de SPI. Les détecteurs numéros 2 et 17 ne fonctionnent plus.

0 à 18 (Fig. 1.9). Il importe de prendre en compte les dates où ces défaillances ont eu lieu lors du traitement d'observations, dans la mesure où la réponse de l'instrument a été modifiée, avec notamment une redistribution des événements doubles impliquant un détecteur «mort» en événements simples. Le taux de comptage d'un (pseudo-)détecteur quelconque présente un décrochage à ces moments.

Refroidissement et recuits L'excellente résolution spectrale de SPI est due à ses détecteurs en Germanium ultra-pur fonctionnant à une température comprise entre 85 et 90 Kelvin. Ces conditions permettent de minimiser les dommages causés par le rayonnement cosmique. Elles sont assurées par un système cryogénique actif d'une part et par une très bonne isolation thermique d'autre part. Le plan de détection est notamment enclos dans une boîte en Béryllium maintenue à une température de 210 K intermédiaire entre celle des détecteurs et la température ambiante de 300 K.

Au cours du temps, les effets des radiations sur les détecteurs limitent sensiblement leur résolution en énergie. Une technique dite de *recuit* (en anglais *annealing*) a été prévue afin de restaurer périodiquement leurs performances en les portant durant plusieurs jours à très haute température, typiquement 377 K. Cette technique a été mise en œuvre avec succès à huit reprises entre le lancement et le mois d'août 2006.

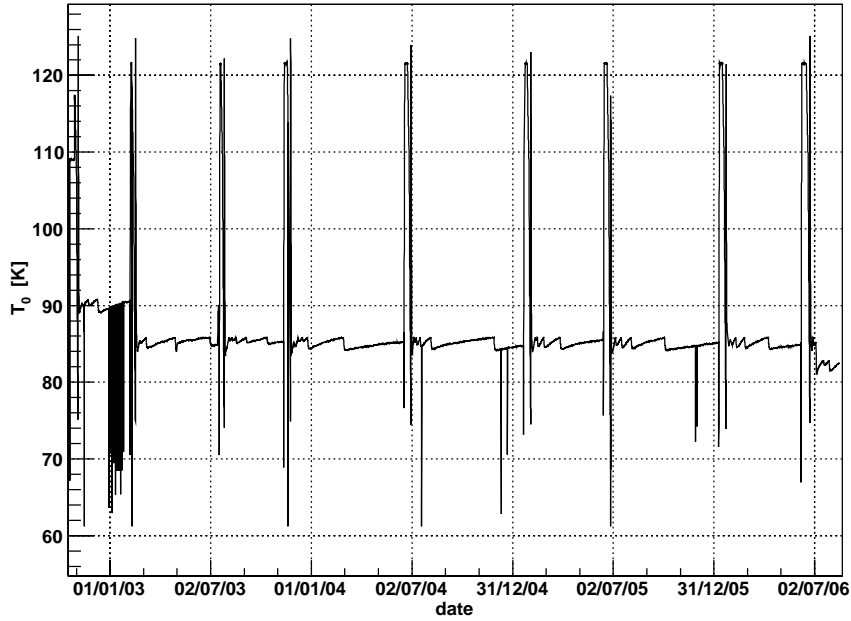


FIG. 1.10: Évolution de la température T_0 , en Kelvin, des détecteurs en Germanium de SPI depuis le lancement du satellite en octobre 2002 jusqu'en août 2006. Huit recuits ont été effectués.

1.2.3 Systèmes de réduction du bruit de fond

Bouclier anti-coïncidences et scintillateur plastique Afin de réduire le niveau du bruit de fond lié aux interactions des rayons cosmiques avec les détecteurs et les matériaux environnants, le spectromètre a été équipé d'un bouclier en cristaux d'oxydo-germanate de Bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO), l'ACS, qui constitue un système actif d'anti-coïncidence. L'épaisseur du bouclier a été optimisée de manière à stopper au maximum les particules incidentes sans que le bouclier ne crée à son tour un flux trop important de particules secondaires. Chacun des 91 cristaux de BGO du bouclier étant observé par deux photo-multiplicateurs, un événement enregistré dans un des Germanium peut se voir apposer un veto si le bouclier a également enregistré un signal durant une même fenêtre de coïncidence temporelle.

Mais *INTEGRAL*/ACS peut également être considéré comme un instrument à part entière du satellite grâce à son rôle dans l'étude des sursauts γ . Sa faible précision de localisation est compensée par un grand champ de vue. L'analyse au sol en quasi-temps réel des données du détecteur ISGRI et de l'ACS, via le système d'alerte IBAS [Mereghetti *et al.* 2003], permet à *INTEGRAL* de participer au réseau mondial de distribution des coordonnées des sursauts, le GCN.

Un deuxième système de réduction du bruit de fond a été installé sous le masque : un scintillateur plastique, le PSAC. Principalement sensible aux particules chargées, il intercepte à la fois celles qui proviennent du champ de vue et celles créées par les interactions dans le masque

codé.

Discriminateur de profil d'impulsion Le spectromètre a également été doté d'un système électronique de discrimination entre les profils d'impulsion des événements correspondant à des particules β^- et ceux correspondant à de vrais photons : la PSD (*Pulse Shape Discriminator*). En effet, l'interaction des rayons cosmiques primaires ou secondaires avec le spectromètre conduit à des désintégrations β^- et les simulations montrent que les électrons énergétiques résultants mènent à des événements localisés dans les détecteurs Germanium, présentant un profil caractéristique, différent du profil multi-sites généré par les photons. De grands espoirs étaient donc fondés sur la PSD pour rejeter une fraction du bruit de fond en analysant le profil des événements. Les performances effectives de ce dispositif se sont révélées décevantes ; cette fonction n'est pas utilisée dans le traitement des données.

1.3 INTEGRAL en bref

1.3.1 Orbite

Le satellite a été placé sur une orbite géosynchrone fortement excentrique maximisant le temps passé loin des ceintures de particules circum-terrestres. Il orbite autour de la Terre en 72 heures, avec un périégée situé à 9 000 km d'altitude et un apogée à 154 000 km. Les observations scientifiques sont interrompues lors de l'entrée dans les ceintures de radiation, vers 60 000 km et reprennent à leur sortie vers 40 000 km. Par ailleurs, le moniteur de particules présent à bord permet un filtrage a posteriori des données polluées par le bruit local.

1.3.2 L'imageur IBIS

L'imageur d'*INTEGRAL* comporte deux plans de détection d'environ 3000 cm² de surface distants de 10 cm :

- le plan supérieur, la caméra **ISGRI**, est constitué de 16384 (128 par 128) semi-conducteurs en Tellurure de Cadmium (CdTe) ;
- le plan inférieur, la caméra **PICsIT**, est formé d'une mosaïque de 4096 (64 par 64) scintillateurs en Iodure de Césium (CsI).

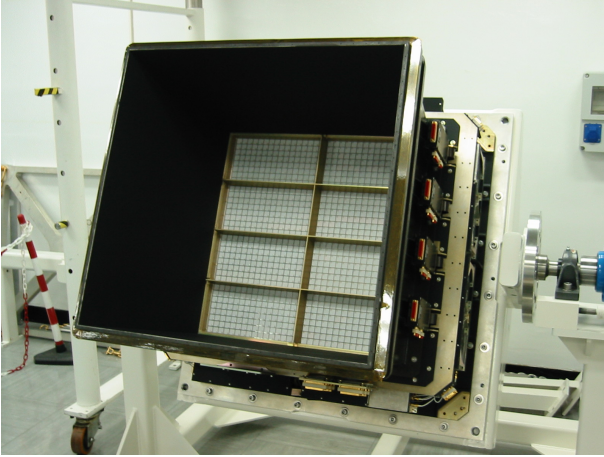


FIG. 1.11: Les huit modules d'ISGRI.

Les deux couches sont divisées en huit modules rectangulaires. Les événements survenant dans chacune des deux caméras peuvent être traités indépendamment, mais on peut aussi étudier leur simultanéité pour réduire le bruit de fond et reconstruire la direction incidente des photons : c'est le fonctionnement en mode Compton.

Le masque codé, en tungstène, est séparé de 3,10 mètres des plans de détection. Masque et détecteurs sont joints par un blindage passif en

plomb tandis que les côtés et la base des détecteurs – qui fonctionnent à température ambiante, contrairement à ceux de SPI – sont entourés par un blindage anti-coïncidences actif en BGO. Le motif du masque adopte un codage de type MURA (*Modified Uniformly Redundant Array*) de 53 par 53 pavés, répété quatre fois [Reglero *et al.* 2001b].

1.3.3 Le moniteur JEM-X

Le moniteur JEM-X permet d'effectuer des observations dans le domaine X simultanées avec celles des deux instruments γ et apporte ainsi le complément d'information indispensable à une bonne connaissance des conditions physiques régnant dans la source étudiée. Il est constitué de deux unités identiques, JEM-X 1 et JEM-X 2. Chacune comprend un détecteur à micropistes fonctionnant avec du Xénon à haute pression. Le ciel est observé à travers un masque codé en Tungstène distant de 3,40 mètres, dont le motif [Reglero *et al.* 2001a] est une variante des masques HURA. Seul un quart des cellules sont transparentes, ce qui permet de mieux séparer les sources dans les champs de vue denses et limite les besoins en télémétrie.

1.3.4 Le moniteur de radiations

Le satellite possède aussi un moniteur de radiations, l'IREM (*INTEGRAL Radiation Environment Monitor*, Hajdas *et al.* 2003). Il présente un intérêt particulier pour ce travail dans la mesure où il jouera un rôle important dans la modélisation du bruit de fond instrumental, présentée au chapitre 3. Il fournit en effet de précieux indicateurs de l'évolution du bruit de fond dans les détecteurs Germanium du spectromètre.

Chapitre 2

Étalonnage en vol et étude de sources ponctuelles

Sommaire

2.1	L'étude des sources ponctuelles avec SPI	20
2.2	Le Crabe, source étalon	22
2.3	GRS 1915+105 : extrait de FUCHS <i>et al.</i> 2003b	26
	IGR J19140+098 : DUROUCHOUX <i>et al.</i> 2004	27
2.4	Cygnus X-1	28
	Extrait de CADOLLE BEL <i>et al.</i> 2006b	28
	Extrait de MALZAC <i>et al.</i> 2006	29
2.5	Vela X-1 : extrait de ATTIE <i>et al.</i> 2004	30
2.6	XTE 1720-318 : extrait de CADOLLE BEL <i>et al.</i> 2004	31
2.7	Sco X-1 : extrait de DI SALVO <i>et al.</i> 2006	32
2.8	Conclusion	33

La maîtrise de l'analyse d'observations de sources ponctuelles est un préalable indispensable à l'étude de l'émission diffuse. J'ai donc consacré le début de ma thèse, en parallèle de mes autres travaux, à l'étude de quelques objets compacts (Tab. 2.1). Dans le cadre de collaborations, j'ai procédé au traitement des données du spectromètre. Ces travaux constituaient à la fois un moyen de me familiariser avec les défis rencontrés par la suite lors de l'analyse de l'émission diffuse, et une tâche de service — dans la mesure où j'étais, au sein de l'équipe *INTEGRAL* du SAp, une des seules personnes ayant acquis l'expérience des outils propres au spectromètre, et où ma participation aux «co-I meetings¹» successifs m'a permis de me tenir au courant et de participer à l'amélioration progressive de ces outils.

¹Réunions des *co-investigators*.

Cependant, cette tâche ne représentant pas le cœur de ma thèse, je ne ferai ici que présenter brièvement la méthode générale utilisée pour analyser une observation de source ponctuelle avec SPI, en soulignant les principales difficultés rencontrées. Pour plus de détails sur les sources étudiées et l'apport des observations *INTEGRAL* traitées, le lecteur se reportera aux publications listées en annexe et dont quelques extraits sont donnés en fin de chapitre. Ma contribution y a généralement consisté à fournir les images et le spectre SPI des sources.

Source	Nature	Coordonnées Gal.	
		l [°]	b [°]
GRS 1915+105	LMXB	45,37	-0,22
Crabe	SNR/pulsar	-175,44	-5,78
Cygnus X-1	HMXB	71,34	+3,07
Vela X-1	HMXB	-96,94	+3,93
XTE J1720-318	HMXB	-5,38	+3,10
Sco X-1	LMXB	-0,91	+23,78
η Carinæ	LVB	-72,40	-0,63
GRS 1758-258	LMXB	4,51	-1,36

TAB. 2.1: Liste des objets compacts étudiés.

2.1 L'étude des sources ponctuelles avec SPI

Le traitement des observations de sources ponctuelles avec SPI a été effectué au moyen de la suite logicielle délivrée par l'ISDC, l'OSA (*Off-line Science Analysis*), dont plusieurs versions se sont succédées depuis le début de la mission. Le script général de la chaîne de traitement, `spi_science_analysis`, comporte plusieurs étapes successives exposées dans le tableau 2.2.

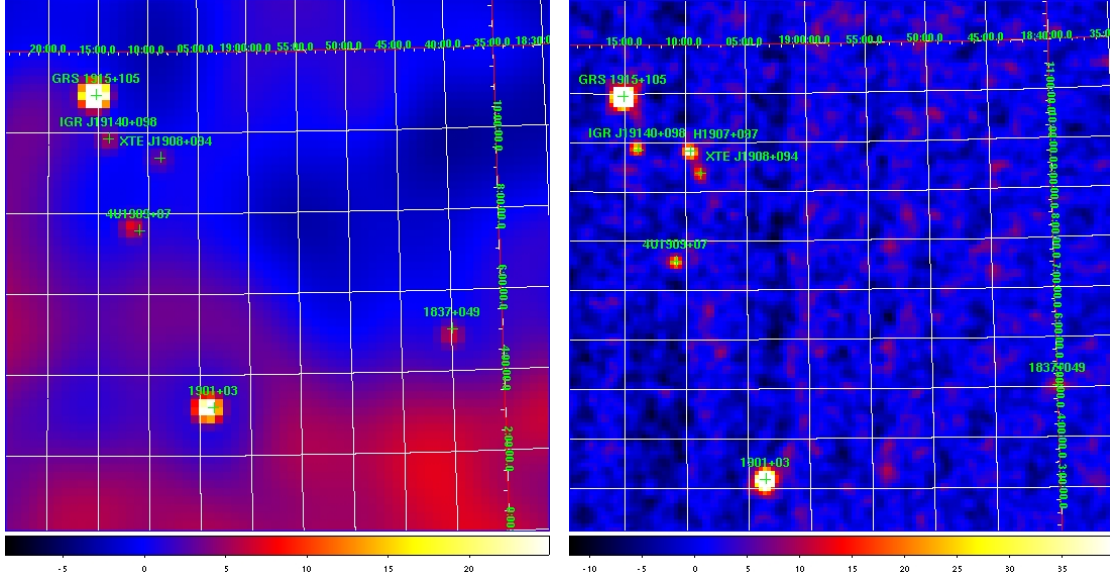
La recherche et l'extraction des sources est réalisée par le programme `spiros` [Skinner et Connell 2003], qui utilise une méthode (dite IROS) de soustraction itérative des sources : chaque fois qu'une source est détectée au-delà d'un certain niveau de significativité à fixer, elle vient s'ajouter à la liste des sources dont le flux et la position sont ajustés en même temps que les paramètres de bruit de fond ; une carte des résidus est ensuite calculée dans laquelle va ensuite être recherchée la source suivante.

Lors d'une analyse, un groupe d'observation est créé qui va regrouper une liste de pointages et, pour chaque pointage, l'histogramme des événements enregistrés dans certaines bandes d'énergie et pour les détecteurs ou pseudo-détecteurs choisis. Il importe ensuite de choisir un modèle du bruit de fond — basé sur un champ vide ou sur un traceur¹ — et une méthode pour

¹Les modèles très simples utilisés pour reproduire le bruit de fond lors de l'observation des sources compactes

TAB. 2.2: Étapes du traitement standard des données SPI.

<i>Niveau</i>	Programmes	Action
<i>PRP</i>	og_create	Création d'un groupe d'observations contenant les observations à traiter.
<i>POIN</i>	spipoint/spi_obs_point	Sélection des périodes où l'attitude du satellite est suffisamment stable.
<i>GTI</i>	spi_gti_creation	Sélection et fusion des intervalles de temps à utiliser, calcul du temps d'exposition, choix du type d'événements à traiter.
<i>DEAD</i>	spidead	Calcul de la fraction de temps morts.
<i>COR</i>	spi_gain_corr spi_psd_optimise spi_psd_postprocess	Calcul de l'énergie des événements via l'utilisation d'une table de calibration «keV-canal».
<i>BIN_I</i>	spibounds spihist/spi_obs_hist	Choix des canaux d'énergie, calcul du nombre d'événements par canal, par détecteur et par pointé.
<i>BKG_I</i>	spiback/spi_obs_back	Création d'un modèle de bruit de fond.
<i>CAT_I</i>	cat_extract	Extraction de sources du catalogue.
<i>RSP_I</i>	spi_psd_effigen spi_psd_respgen	Calcul de la réponse de la PSD.
<i>IMA</i>	spiros	Recherche de sources, déconvolution, ajustement du bruit de fond, extraction d'images, de spectres ou de courbes de lumière.



2.1.a: Image SPI dans la bande 20 – 50 keV.

2.1.b: Mosaïque ISGRI dans la bande 15-40 keV.

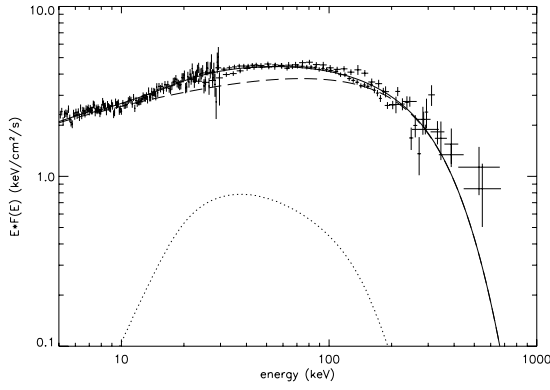
FIG. 2.1: Images du ciel — en significativité — dans le champ de l'orbite n° 57 d'*INTEGRAL*, dédiée à l'observation du micro-quasar GRS 1915+105.

ajuster ce modèle lors de l'étape d'extraction des sources. Un catalogue des sources à considérer dans le champ de vue, en plus de celles recherchées par l'algorithme d'imagerie, est également bâti. Les premiers résultats de l'analyse permettent d'identifier les pointages défectueux, par exemple du fait d'une variabilité trop forte du bruit de fond. Pour les observations de régions très peuplées ou en présence de sources très proches les unes des autres — cas du micro-quasar GRS 1915+105 à proximité duquel une nouvelle transiente, IGR J1914+098, a été découverte —, le catalogue issu de l'analyse des données de l'imageur a été utilisé en entrée. Le programme *spiros* permet ensuite d'extraire images du champ de vue (Fig. 2.1.b), courbes de lumière et spectres (Fig. 2.2) des sources; les spectres ont ensuite été visualisés et ajustés à l'aide du programme XSPEC [Arnaud *et al.* 2007].

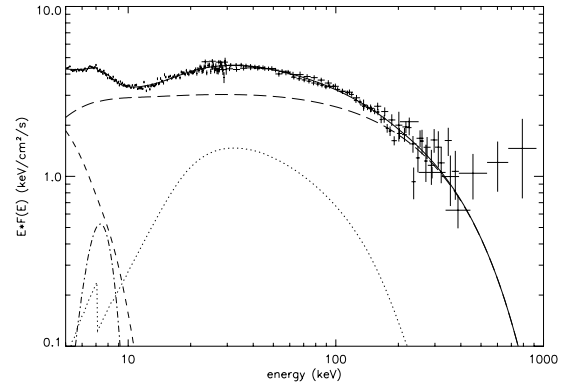
2.2 Le Crabe, source étalon

La source du Crabe — le pulsar et sa nébuleuse — constitue un étalon, une référence pour le spectromètre du fait de sa forte luminosité et de sa constance apparente. Elle a été régulièrement observée par *INTEGRAL*, notamment au début de la mission et après les recuits.

ne sont pas adaptés à l'étude de l'émission diffuse visée par les techniques de modélisation qui feront l'objet du chapitre suivant.



2.2.a: Époque 1 (décembre 2002).



2.2.b: Époque 2 (juin 2003).

FIG. 2.2: Deux spectres *INTEGRAL* (JEM-X, IBIS et SPI) de Cygnus X-1 à six mois d'intervalle. D'après Cadolle Bel *et al.* [2006b].

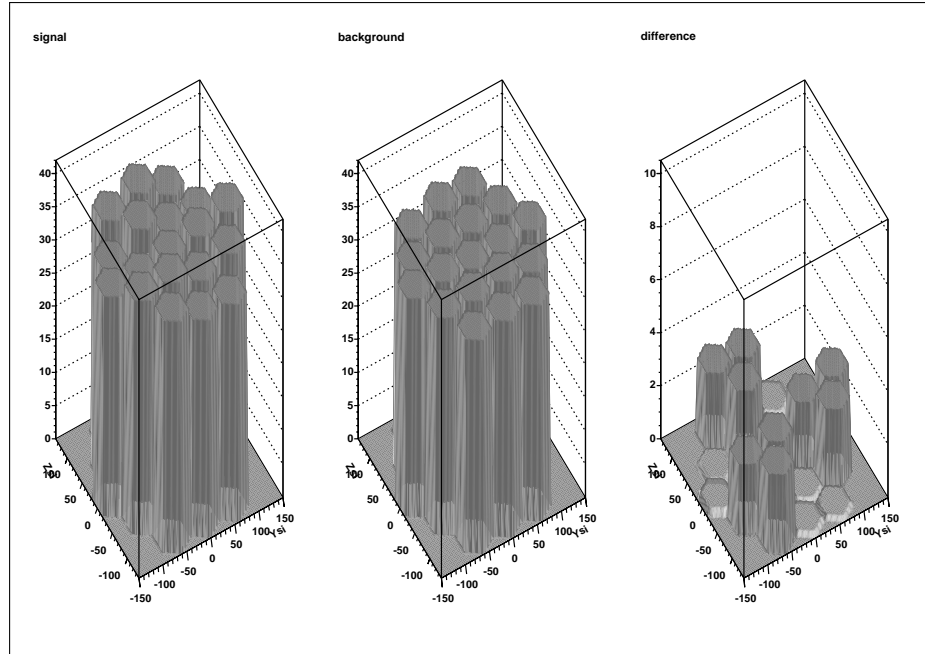


FIG. 2.3: Visualisation 3D des comptages enregistrés dans chacun des 19 détecteurs de SPI dans la bande 20 keV - 8 MeV durant une «science window» pointant sur le Crabe. De gauche à droite : comptages totaux, comptages de bruit de fond et comptages correspondant au Crabe. Le motif projeté à travers le masque par une source dans l'axe est clairement visible sur le plan de détection, avec sa symétrie de 120°. La nouvelle version de la réponse a été corrigée à basse énergie pour prendre en compte des points de mesure préalablement ignorés.

Correction de la réponse instrumentale La réponse instrumentale de SPI a été produite au GSFC par simulations Monte Carlo à partir du modèle de masse complet du spectromètre. L'aire efficace de la caméra en fonction de l'énergie a été déterminée avant le lancement du satellite, lors d'une campagne d'étalonnage au site de Bruyères-le-Châtel du CEA [Attié *et al.* 2003, Attié 2005]. Cependant, les premiers spectres SPI du Crabe, extraits des observations des orbites n° 39 à 45, ont montré une sous-évaluation de son flux en-dessous de 60 keV par rapport au spectre attendu d'après les observations antérieures (Tab. 2.3), mettant en évidence une sur-estimation de l'efficacité des détecteurs à basse énergie dans la première version de la réponse (Fig. 2.4, courbe pointillée).

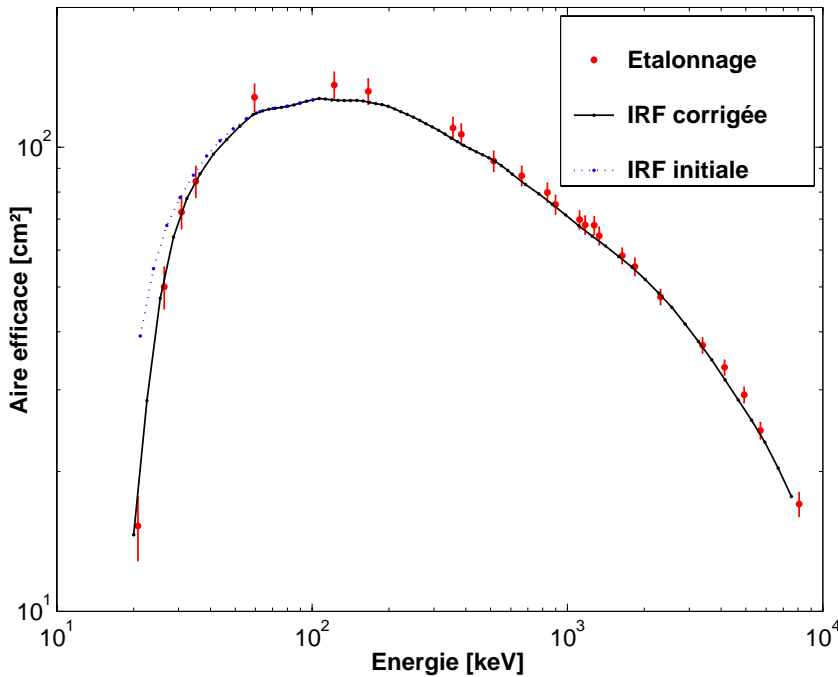


FIG. 2.4: Aire efficace du plan de détection du spectromètre en fonction de l'énergie, dans le pic photo-électrique : comparaison des points de mesure obtenus par David Attié lors de la campagne d'étalonnage au sol avec deux versions successives de la réponse.

Par la suite, des points de mesure supplémentaires acquis lors de la campagne d'étalonnage mais initialement ignorés du fait de faibles statistiques, correspondant à des raies de basse énergie de l' ^{241}Am et du ^{133}Ba , ont permis de corriger la réponse de l'instrument (Fig. 2.4, courbe continue) [Sizun *et al.* 2004, voir p. 165].

Validation à partir du spectre du Crabe Une fois obtenue cette réponse corrigée indépendamment du spectre en loi de puissance du Crabe, ce dernier a à nouveau pu être extrait et comparé, en termes de flux et d'indice spectral, aux observations des autres expériences ainsi que de l'imageur d'*INTEGRAL*, permettant une validation croisée.

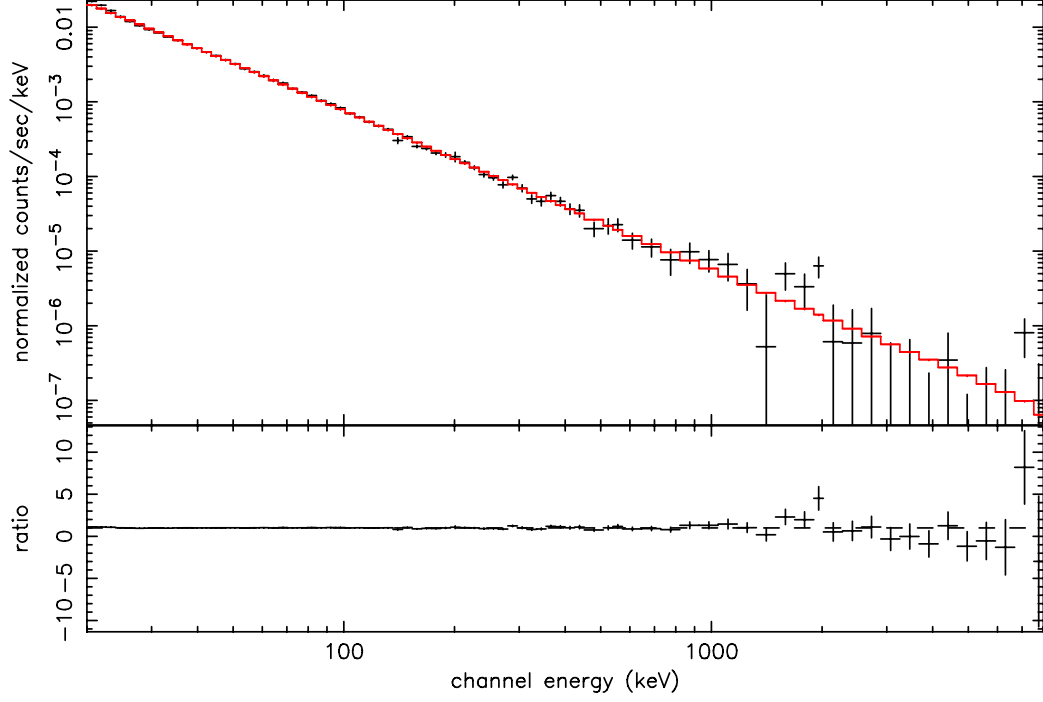


FIG. 2.5: Spectre SPI du Crabe extrait de l'orbite n° 44 d'*INTEGRAL* en utilisant la réponse corrigée.

TAB. 2.3: Évolution, avec les missions successives, des paramètres du modèle de loi de puissance adapté à l'émission γ du Crabe (pulsar et nébuleuse) : indice spectral et flux intégré $F_{50-100 \text{ keV}}$ [ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$] dans la bande 50-100 keV .

Instrument	Indice	$F_{50-100 \text{ keV}}$
OSO-8	$2,00 \pm 0,06$	$6,41 \cdot 10^{-2}$
GRIS	$2,15 \pm 0,03$	$4,52 \cdot 10^{-2}$
<i>CGRO</i> /OSSE ^a	$2,19 \pm 0,03$	$5,68 \cdot 10^{-2}$
<i>CGRO</i> /BATSE ^a	$2,20 \pm 0,01$	$6,83 \cdot 10^{-2}$
SAX/PDS ^a	$2,13 \pm 0,01$	$4,92 \cdot 10^{-2}$
<i>INTEGRAL</i> /SPI	$2,17 \pm 0,01^b$	$(7,08 \pm 0,03^b) \cdot 10^{-2}$

^aCommunication privée.

^bErreur statistique uniquement.

2.3 GRS 1915+105 : extrait de FUCHS *et al.* 2003b

A&A 409, L35–L39 (2003)
DOI: 10.1051/0004-6361:20031338
© ESO 2003

**Astronomy
&
Astrophysics**

Letter to the Editor

Simultaneous multi-wavelength observations of GRS 1915+105[★]

Y. Fuchs¹, J. Rodríguez^{1,2}, I. F. Mirabel^{1,3}, S. Chaty^{1,4}, M. Ribó^{1,4}, V. Dhawan⁵, P. Goldoni¹, P. Sizun¹, G. G. Pooley⁶,
A. A. Zdziarski⁷, D. C. Hannikainen⁸, P. Kretschmar^{9,2}, B. Cordier¹, and N. Lund¹⁰

¹ Service d'Astrophysique (CNRS FRE 2591), CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

² Integral Science Data Center, Chemin d'Ecogia, 16, 1290 Versoix, Switzerland

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio / CONICET, cc67, suc 28, 1428 Buenos Aires, Argentina

⁴ Université Paris 7, Fédération APC, 2 place Jussieu, 75005 Paris, France

⁵ National Radio Astronomy Observatory, Socorro, NM 87801, USA

⁶ Mullard Radio Astronomy Observatory, Cavendish Laboratory, Madingley Road, Cambridge CB3 0HE, UK

⁷ N. Copernicus Astronomical Center, Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland

⁸ Observatory, PO Box 14, 00014 University of Helsinki, Finland

⁹ Max-Planck-Institut fuer Extraterrestrische Physik, Giessenbachstrasse, 85748 Garching, Germany

¹⁰ Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen Oe, Denmark

Received 4 August 2003 / Accepted 1 September 2003

Abstract. We present the result of multi-wavelength observations of the microquasar GRS 1915+105 in a plateau state with a luminosity of $\sim 7.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ ($\sim 40\% L_{\text{Edd}}$), conducted simultaneously with the INTEGRAL and RXTE satellites, the ESO**/NTT, the Ryle Telescope, the NRAO*** VLA and VLBA, in 2003 April 2–3. For the first time were observed concurrently in GRS 1915+105 all of the following properties: a strong steady optically thick radio emission corresponding to a powerful compact jet resolved with the VLBA, bright near-IR emission, a strong QPO at 2.5 Hz in the X-rays and a power law dominated spectrum without any cutoff in the 3–400 keV range.

Key words. stars: individual: GRS 1915+105 – X-rays: binaries – gamma rays: observations – ISM: jets and outflows

1. Introduction

Microquasars are galactic X-ray binaries exhibiting relativistic jets (Mirabel & Rodríguez 1999). The microquasar GRS 1915+105 has been extensively observed since this source is known to be extremely variable at all wavelengths (see Fuchs *et al.* 2003 for a review). It hosts the most massive known stellar mass black hole of our Galaxy with $M = 14 \pm 4 M_{\odot}$ (Greiner *et al.* 2001a). It was the first galactic source to show superluminal ejections (Mirabel & Rodríguez 1994) in the radio domain, which has enabled to give an upper limit of $11.2 \pm 0.8 \text{ kpc}$ to the distance of the source (Fender *et al.* 1999). In addition to these arcsecond scale ejections, GRS 1915+105 sometimes produces a compact jet which has been resolved at milli-arcsecond scales in radio (Dhawan *et al.* 2000), corresponding to a length of a

few tens of AU. The presence of such a compact and quasi-steady radio jet is now commonly inferred in the low/hard X-ray state of several microquasars but it is rarely resolved (see Fender 2003 and references therein).

We present here the first multi-wavelength campaign on GRS 1915+105 involving the recently launched INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL, 3 keV–10 MeV). This campaign was conducted by the MINE¹ (Multi- λ INTEGRAL Network) international collaboration aimed at performing multi-wavelength observations of galactic X-ray binaries simultaneously with the INTEGRAL satellite. In Sect. 2 we present an overview of our campaign, our results are shown in Sect. 3 and discussed in Sect. 4.

2. Overview of the multi-wavelength campaign

We conducted a multi-wavelength observation campaign of GRS 1915+105 in March–April 2003. In this letter we focus only on April 2–3, when we obtained data covering the widest range of frequencies, with the largest number of involved instruments observing simultaneously with INTEGRAL (Fig. 1). These observations are ToO (Targets of Opportunity) triggered by the MINE collaboration under the INTEGRAL Guaranteed Time Programme (PI Mirabel) and related programmes on the

Send offprint requests to: Y. Fuchs, e-mail: yfuchs@cea.fr

[★] Based on observations with INTEGRAL, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA.

^{**} Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile (ESO N°071.D-0073).

^{***} The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

¹ See <http://elbereth.obspm.fr/~fuchs/mine.html>

Durouchoux *et al.* [2004] :

Suite à sa découverte par *INTEGRAL* à proximité de GRS 1915+105, la source IGR J19140+098 a fait l'objet d'un suivi. J'ai participé à la rédaction de la justification scientifique (ci-dessous) d'une proposition d'observation radio, acceptée, avec le télescope de 45 m de l'observatoire de Nobeyama (Japon) :

Unveiling the nature of the new INTEGRAL high energy source IGR J19140+098

P. Durouchoux¹, N. Kuno², J. Rodriguez³,
D. Hannikainen⁴, P. Sizun¹, C. Cabanac⁵

Abstract

Among the new sources discovered by INTEGRAL, one is of particular interest : IGR J19140+098. Based on its spectrum, as well as temporal variations, it is likely to be an X-ray binary. We propose to map the IGR J19140+098 region in the millimeter transitions CO (1-0) and HCO⁺ (1-0) to search for a molecular cloud associated with, for 20 hours.

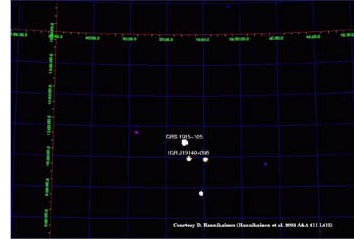


Figure 1: Image of the region of IGR J19140+098 in the 20-40 keV band with the ISGRI camera of INTEGRAL/IBIS.

1 Scientific background

The transient source IGR J19140+098 (recently renamed IGR J19140+0951) was detected on March 6, 2003 [1] in the field of view of IBIS, the imager aboard the INTEGRAL gamma-ray observatory, during an observation of GRS 1915+105 (Fig. 1). On March 11, 2003, RXTE (PCA + HEXTE) observed the source for a ToO of ~ 2.5 ks, and we analyzed the soft part of the spectrum. On July 2003, we observed IGR J19140+098 (GMRT) at 1280 and 610 MHz, in different occasions (Fig. 2). From our positive results (≈ 90 mJy), we derived an accurate position of the source. Further observations, mainly in Infrared as well as INTEGRAL observations have been approved and are scheduled for the first 2004 semester.

2 Scientific aims

We already detected, in other binary systems, molecular clouds associated with (1E1740, GX 339-4) and are proposing to redo a similar work on IGR J19140+098. We propose to use CO (1-0) to search for a molecular cloud, derive a density map as well as a rough distance of the cloud, using the Galactic rotation. From HCO⁺ (1-0), if the density of the cloud is greater to $6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, we can analyze collisional excitations, characteristic of the presence of jets (as possibly expected if IGR J19140+098 is a microquasar).

3 Observation plan

With 4 pointings (20'' grid), we can map the IGR J19140+098 region, using BEARS. Assuming a peak flux of 300 mJy in CO, it corresponds to about 60 mK for the 45 meter telescope. Estimating the velocity resolution to 1 km/s (by comparison with

previous observations of similar type sources) and $T_{sys} = 600$ K, T_{RMS} of 50 mK is achieved by integration for 30 min. Each pointing will take 30 min \times 2 ("on/off" pointings + antenna move) = 1 hour \times 4 pointings = 4 hours + 1 hour for overhead for antenna, pointing check + RX tuning). We will use multi ON/OFF scan for mapping with BEARS. Therefore we plan to map with BEARS for 5 hours and use the remaining time for a deep integration in CO and HCO⁺ at the CO peak positions, using simultaneously the S80 and S100 receivers. The velocity range of the source should fit with the AOSH and auto correlator velocity ranges (100 km/s and 83 km/s).

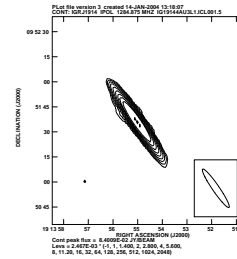


Figure 2: Radio map of the region of IGR J19140+098 at 1280 MHz with GMRT.

References

- [1] Hannikainen D. C. et al., 2003, IAUC 8088.
- [2] Cabanac, C. et al, La Paz 2003, IAU Symp. 194.
- [3] Pandey, M., München 2004, 5th INTEGRAL Workshop, to be published.

¹CEA Saclay/SAP, Gif-sur-Yvette, France

²Nobeyama Radio Observatory, Nagano, Japan

³INTEGRAL Science Data Center, Versoix, Switzerland

⁴Observatory, University of Helsinki, Finland

⁵Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Grenoble, France

2.4 Cygnus X-1

Extrait de Cadolle Bel *et al.* [2006b]

A&A 446, 591–602 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053068
© ESO 2006

**Astronomy
&
Astrophysics**

The broad-band spectrum of Cygnus X-1 measured by INTEGRAL

M. Cadolle Bel^{1,2}, P. Sizun¹, A. Goldwurm^{1,2}, J. Rodriguez^{1,3,4}, P. Laurent^{1,2}, A. A. Zdziarski⁵, L. Foschini⁶,
P. Goldoni^{1,2}, C. Gouiffès¹, J. Malzac⁷, E. Jourdain⁷, and J.-P. Roques⁷

¹ Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette, France
e-mail: mcadolle@cea.fr

² APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France

³ AIM-UMR 7158, France

⁴ ISDC, 16 Chemin d'Ecogia, 1290 Versoix, Switzerland

⁵ N. Copernicus Astronomical Center, 00-716 Warsaw, Poland

⁶ INAF/IASF, Sezione di Bologna, Via Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy

⁷ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 31028 Toulouse, France

Received 15 March 2005 / Accepted 31 August 2005

ABSTRACT

The *INTEGRAL* satellite extensively observed the black hole binary Cygnus X-1 from 2002 November to 2004 November during calibration, open time and core program (Galactic Plane Scan) observations. These data provide evidence for significant spectral variations over the period. In the framework of the accreting black hole phenomenology, the source was most of the time in the Hard State and occasionally switched to the so-called “Intermediate State”. Using the results of the analysis performed on these data, we present and compare the spectral properties of the source over the whole energy range (5 keV–1 MeV) covered by the high-energy instruments on board *INTEGRAL*, in both observed spectral states. Fe line and reflection component evolution occurs with spectral changes in the hard and soft components. The observed behaviour of Cygnus X-1 is consistent with the general picture of galactic black holes. Our results give clues to the physical changes that took place in the system (disc and corona) at almost constant luminosity during the spectral transitions and provide new measures of the spectral model parameters. In particular, during the Intermediate State of 2003 June, we observe in the Cygnus X-1 data a high-energy tail at several hundred keV in excess of the thermal Comptonization model which suggests the presence of an additional non-thermal component.

Key words. black hole physics – stars: individual: Cygnus X-1 – gamma rays: observations – X-rays: binaries – X-rays: general

1. Introduction

Galactic Black Holes (BH) X-ray binary systems display high-energy emission characterized by spectral and flux variabilities on time scales ranging from milliseconds to months. These systems are generally found in two major states mainly defined by the relative variable contributions of soft and hard X-ray components, radio spectral properties and timing behaviour (McClintock & Remillard 2003; Nowak 2002). In the Hard State (HS), the X-ray and γ -ray spectrum is generally described by a power law model with an exponential cutoff at a few hundred keV, accompanied by relevant radio emission; it can be modeled by thermal Comptonization of cool seed photons in a hot electron plasma (Gierliński et al. 1997; Dove et al. 1998). The soft (~ 0.1 –2 keV) black body component is very weak or too soft to contribute significantly. The Thermal Dominant State (TDS) instead shows a strong thermal component with a characteristic temperature of at most a few keV that dominates the X-ray spectrum. No, or very weak and spectrally steep, hard X-ray emission is observed; the radio emission is quenched or very faint. This spectrum is generally

associated with a geometrically thin and optically thick accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973). In addition to these two canonical states, other states have been identified, characterized either by an even greater luminosity than in the TDS (the “Steep Power law State”) or by variability and X-ray spectral properties mostly intermediate between the HS and the TDS (Belloni et al. 1996): the “Intermediate State” (IS).

Cygnus X-1/HDE 226868 is one of the first X-ray binaries detected; it belongs to the BH binary category. Among the brightest X-ray sources of the sky, it is also very variable on different time scales. The assumption that Cygnus X-1 ranks among the microquasars has been confirmed by the detection of a relativistic jet (Stirling et al. 2001). Since its discovery in 1964 (Bowyer et al. 1965), it has been extensively observed as the prototype of BH candidates in radio/optical wavelengths and with all high-energy instruments, from soft X-rays to γ -rays, e.g., with *ASCA* (Gierliński et al. 1999), *SIGMA* (Salotti et al. 1992), *RXTE* (Dove et al. 1998; Pottschmidt et al. 2003a), *BeppoSAX* (Frontera et al. 2001; Di Salvo 2001) and *CGRO* (McConnell et al. 2000, 2002). This persistent source, located at $\sim 2.4 \pm 0.5$ kpc

Extrait de Malzac *et al.* [2006]

A&A 448, 1125–1137 (2006)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20053614
 © ESO 2006

**Astronomy
&
Astrophysics**

Bimodal spectral variability of Cygnus X-1 in an intermediate state

J. Malzac¹, P. O. Petrucci², E. Jourdain¹, M. Cadolle Bel^{3,4}, P. Sizon³, G. Pooley⁵, C. Cabanac², S. Chaty⁶,
 T. Belloni⁷, J. Rodriguez^{3,6,8}, J. P. Roques¹, P. Durouchoux³, A. Goldwurm^{3,4}, and P. Laurent^{3,4}

¹ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements (CNRS/UPS/OMP), 31028 Toulouse, France

e-mail: Julien.Malzac@cesr.fr

² Laboratoire d'Astrophysique Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

³ Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, Bat. 709, L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, Cedex, France

⁴ APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France

⁵ Cavendish Laboratory, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HE, UK

⁶ AIM - Astrophysique Interactions Multi-échelles (Unité Mixte de Recherche 7158 CEA/CNRS/Université Paris 7 Denis Diderot), CEA-Saclay, Bât. 709, L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁷ INAF - Osservatorio Astronomico di Brera, via E. Bianchi 46, 23807 Merate, Italy

⁸ INTEGRAL Science Data Center, Chemin d'Écogia 16, 1290 Versoix, Switzerland

Received 10 June 2005 / Accepted 16 November 2005

ABSTRACT

We report the results of an observation of Cygnus X-1 performed on June 7–11, 2003 with *INTEGRAL* that we combine with simultaneous radio observations with the Ryle telescope. Both spectral and variability properties of the source indicate that Cygnus X-1 was in an Intermediate State. The *INTEGRAL* spectrum shows a high-energy cut-off or break around 100 keV. The shape of this cut-off differs from pure thermal Comptonisation, suggesting the presence of a non-thermal component at higher energies. The average broad band spectrum is well represented by hybrid thermal/non-thermal Comptonisation models. However, models with mono-energetic injection, or models with an additional soft component are favoured over standard power-law acceleration models. During the 4 day long observation the broad band (3–200 keV) luminosity varied by up to a factor of 2.6 and the source showed an important spectral variability. A principal component analysis demonstrates that most of this variability occurs through 2 independent modes. The first mode consists in changes in the overall luminosity on time scale of hours with almost constant spectra (responsible for 68% of the variance) that are strikingly uncorrelated with the variable radio flux. We interpret this variability mode as variations of the dissipation rate in the corona, possibly associated with magnetic flares. The second variability mode consists in a pivoting of the spectrum around ~10 keV (27% of the variance). It acts on a longer time-scale: initially soft, the spectrum hardens in the first part of the observation and then softens again. This pivoting pattern is strongly correlated with the radio (15 GHz) emission: radio fluxes are stronger when the *INTEGRAL* spectrum is harder. We propose that the pivoting mode represents a “mini” state transition from a nearly High Soft State to a nearly Low Hard State, and back. This mini-transition would be caused by changes in the soft cooling photons flux in the hot Comptonising plasma associated with an increase of the temperature of the accretion disc. The jet power then appears to be anti-correlated with the disc luminosity and unrelated to the coronal power. This is in sharp contrast with previous results obtained for the Low Hard State, suggesting a different mode of coupling between the jet, the cold disc, and the corona in Intermediate States. From this interpretation we also infer that the bolometric luminosity jumps by a factor of about 2 during the transition hard to soft, suggesting a radiatively inefficient accretion flow in the Low Hard State.

Key words. gamma-rays: observations – black hole physics – radiation mechanisms: non-thermal – X-rays: binaries – radio continuum: stars – X-rays: individuals: Cygnus X-1

1. Introduction

Cygnus X-1 is the prototype of black hole candidates. Since its discovery in 1964 (Bowyer et al. 1965), it has been intensively observed by all the high-energy instruments, from soft X-rays to γ -rays. It is a persistent source most often observed in the so-called Low Hard State (hereafter LHS), characterised by a relatively low flux in the soft X-rays (~1 keV) and a high flux in the hard X-rays (~100 keV). In the LHS, the high-energy

spectrum can be roughly described by a power-law with spectral index Γ varying in the range 1.4–2.2, and a nearly exponential cut-off at a characteristic energy E_c of a few hundred keV (see e.g. Gierlinski et al. 1997). Occasionally, the source switches to the High Soft State (HSS). The high-energy power-law is then much softer ($\Gamma > 2.4$) and the bolometric luminosity is dominated by a thermal component peaking at a few keV. Finally, there are also Intermediate States (hereafter IMS) in which the source exhibits a relatively soft hard X-ray

2.5 Vela X-1 : extrait de ATTIE *et al.* 2004

Cyclotron lines in *INTEGRAL*/SPI spectra of Vela X-1

D. Attié, S. Schanne, P. Sizun

*CEA Saclay, DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, 91191 Gif sur Yvette,
France.*

I. Kreykenbhom^{a,c}, R. Staubert

^a *Institut für Astronomie und Astrophysik - Astronomie, Univ. of Tübingen, 72076
Tübingen, Germany*

P. Kretschmar^{b,c}, A. von Kienlin

^b *Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, PO Box 1312, D-85741
Garching, Germany*

M. Chernyakova

^c *INTEGRAL Science Data Centre, CH-1290 Versoix, Switzerland*

Abstract

The wind-accreting X-ray binary pulsar Vela X-1 has been observed during the two *INTEGRAL* Core Program observations of the Vela region in June-July and November-December 2003.

Preliminary results on time averaged and time resolved spectra of *INTEGRAL*/SPI for the two observation epochs are presented. Time averages have been used in order to increase the signal to noise ratio, but cyclotron line features expected at ~ 20 -25 keV and ~ 53 keV are without any doubt detected in the *INTEGRAL*/SPI spectra. This work shows that the detection of cyclotron feature as given in [11] should be taken with caution due to background modelling uncertainties. Further work using a better in-flight energy calibration and background monitoring is planed to improve the analysis.

Key words: Vela X-1, *INTEGRAL*, cyclotron lines.

2.6 XTE 1720-318 : extrait de CADOLLE BEL *et al.* 2004

A&A 426, 659–667 (2004)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20041292
 © ESO 2004

**Astronomy
&
Astrophysics**

High-energy observations of the state transition of the X-ray nova and black hole candidate XTE J1720-318

M. Cadolle Bel¹, J. Rodriguez^{1,2,3}, P. Sizun¹, R. Farinelli⁴, M. Del Santo⁵, A. Goldwurm^{1,6}, P. Goldoni^{1,6}, S. Corbel^{1,7}, A. N. Parmar⁸, E. Kuulkers⁸, P. Ubertini⁵, F. Capitanio⁵, J.-P. Roques⁹, F. Frontera^{4,10}, L. Amati¹⁰, and N. J. Westergaard¹¹

¹ Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA - Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
 e-mail: mcadolle@cea.fr

² Integral Science Data Center, Chemin d'Ecogia, 16, 1290 Versoix, Switzerland

³ CNRS FRE 2591, France

⁴ Physics Department, University of Ferrara, 44100 Ferrara, Italy

⁵ IASF-CNR, Via del Fosso del Cavaliere 100, 00133 Roma, Italy

⁶ Fédération de Recherche APC, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France

⁷ Université Paris VII, France

⁸ Research and Scientific Support Department, ESA, ESTEC, Keplerlaan 1, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands

⁹ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS, Toulouse Cedex 4, France

¹⁰ IASF-CNR Section of Bologna, Via P. Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy

¹¹ Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, Copenhagen 02100, Denmark

Received 14 May 2004 / Accepted 7 July 2004

Abstract. We report the results of extensive high-energy observations of the X-ray transient and black hole candidate XTE J1720-318 performed with INTEGRAL, XMM-Newton and RXTE. The source, which underwent an X-ray outburst in 2003 January, was observed in February in a spectral state dominated by a soft component with a weak high-energy tail. The XMM-Newton data provided a high column density N_{H} of $1.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ which suggests that the source lies at the Galactic Centre distance. The simultaneous RXTE and INTEGRAL Target of Opportunity observations allowed us to measure the weak and steep tail, typical of a black-hole binary in the so-called High/Soft State. We then followed the evolution of the source outburst over several months using the INTEGRAL Galactic Centre survey observations. The source became active again at the end of March: it showed a clear transition towards a much harder state, and then decayed to a quiescent state after April. In the hard state, the source was detected up to 200 keV with a power law index of ~ 1.9 and a peak luminosity of $\sim 7 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ in the 20–200 keV band, for an assumed distance of 8 kpc. We conclude that XTE J1720-318 is indeed a new member of the black hole X-ray novae class which populate our galactic bulge and we discuss its properties in the frame of the spectral models used for transient black hole binaries.

Key words. black hole physics – accretion, accretion disks – X-rays: binaries – gamma-rays: observations – stars: individual: XTE J1720-318

1. Introduction

X-ray Novae (XN), also called soft X-ray transients, are low mass X-ray binaries where a compact object accretes at a very low rate from a late type companion star (Tanaka & Shibazaki 1996). Although they are usually in a quiescent state (and therefore nearly undetectable), they undergo bright X-ray outbursts, with typical recurrence periods of many years, which last several weeks or even months before the source returns to quiescence. Most of the XN are associated to dynamically proven Black Holes (BH) and indeed the great majority of the known 18 Black Hole Binaries (BHB) as well as of the 22 binary Black Hole Candidates (BHC) are transients (McClintock & Remillard 2003). Because of large changes in the effective accretion rates that occur during the XN outbursts and the very

hard spectra they usually display, these sources provide powerful probes of the accretion phenomena and radiation processes at work in BH, and are primary targets for high-energy instruments. Indeed, during their outbursts, these sources often undergo changes in their spectral and temporal characteristics; they may pass through the different *spectral states* observed in BHB (Tanaka & Lewin 1975; McClintock & Remillard 2003). The two principal states of BHB are the Low/Hard State (LHS) and the High/Soft State (HSS). In the latter, the emission is dominated by a very soft ($kT \sim 1 \text{ keV}$) component generally interpreted as the thermal radiation from an optically thick and geometrically thin accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973). A weak and steep power law may also be present and little variability is observed. In the LHS, the spectrum is rather described by a hard power law with photon index in the range 1.5–2.0 and

2.7 Sco X-1 : extrait de DI SALVO *et al.* 2006

DRAFT VERSION AUGUST 17, 2006
Preprint typeset using L^AT_EX style emulatepj v. 4/9/03

A HARD X-RAY VIEW ON SCORPIUS X-1 WITH INTEGRAL: NON-THERMAL EMISSION ?

T. DI SALVO¹, P. GOLDONI^{2,3}, L. STELLA⁴, M. VAN DER KLIS⁵, A. BAZZANO⁶, L. BURDERI⁷, R. FARINELLI⁸, F. FRONTERA⁸, G.L. ISRAEL⁴, MÉNDEZ⁹, F. MIRABEL¹⁰, N.R. ROBBA¹, P. SIZUN³, P. UBERTINI⁶, W. H. G. LEWIN¹¹

Draft version August 17, 2006

ABSTRACT

We present here simultaneous INTEGRAL/RXTE observations of Sco X-1, and in particular a study of the hard X-ray emission of the source and its correlation with the position in the Z-track of the X-ray color-color diagram. We find that the hard X-ray (above about 30 keV) emission of Sco X-1 is dominated by a power-law component with a photon index of ~ 3 . The flux in the power-law component slightly decreases when the source moves in the color-color diagram in the sense of increasing inferred mass accretion rate from the horizontal branch to the normal branch/flaring branch vertex. It becomes not significantly detectable in the flaring branch, where its flux has decreased by about an order of magnitude. These results present close analogies to the behavior of GX 17+2, one of so-called Sco-like Z sources. Finally, the hard power law in the spectrum of Sco X-1 does not show any evidence of a high energy cutoff up to 100 – 200 keV, strongly suggesting a non-thermal origin of this component.

Subject headings: accretion discs – stars: individual: Sco X-1 — stars: neutron stars — X-ray: stars — X-ray: general — X-ray: binaries

1. INTRODUCTION

Hard X-ray emission in the brightest low-mass X-ray binaries (hereafter LMXBs), the so-called Z-sources, was occasionally detected in the past (see e.g. Peterson & Jacobson 1966). These results received relatively little attention, mostly because the lack of a broad-band spectral coverage did not permit to establish whether an extra component was indeed required to fit the hard spectrum of these sources. Renewed interest in the hard X-ray emission properties of bright LMXBs was motivated by recent broad-band studies mainly performed with RXTE (2 – 200 keV) and BeppoSAX (0.1 – 200 keV). These have shown that most Z-sources display variable, hard power-law shaped components, dominating their spectra above ~ 30 keV (see Di Salvo & Stella 2000 for a review).

The hard component detected in bright (otherwise soft) LMXBs can be fitted by a power law, with photon index in the range 1.9–3.3, contributing from 1% to 10%

of the observed (0.1 – 200 keV) source luminosity. The presence of these components in Z sources seems sometimes to be related to the source state or its position in the X-ray color-color diagram (hereafter CD). The clearest example to date is in the BeppoSAX observation of GX 17+2, where the hard component (a power-law with photon index of ~ 2.7) showed the strongest intensity in the horizontal branch (HB) of its CD (Di Salvo et al. 2000). A factor of 20 decrease was observed when the source moved from the HB to the normal branch (NB), i.e. from low to high (inferred) mass accretion rate. A hard tail was also detected in almost all the currently known Z sources (e.g. Di Salvo et al. 2001; Iaria et al. 2001; Di Salvo et al. 2002; Asai et al. 1994). The fact that a similar hard component has been observed in several Z sources indicates that this is probably a common feature of these sources. However, the origin of this hard component is still poorly understood. While in most cases the hard component becomes weaker at higher accretion rates, HEXTE observations of Sco X-1 showed a hard power-law tail in 5 out of 16 observations, without any clear correlation with the position in the CD (D’Amico et al. 2001). The thermal vs. non-thermal nature of this component remains to be addressed, yielding important information on the production mechanism.

Sco X-1, the brightest persistent X-ray source in the sky, is also the brightest radio source among neutron star LMXBs, with a mean radio flux about 10 times higher than that of the other Z sources (e.g. Fender & Hendry 2000). A hard X-ray power-law component has been observed in RXTE/HEXTE (20–200 keV) data of this source (D’Amico et al. 2001). As already mentioned, contrary to the case of GX 17+2, in Sco X-1 the flux of this component was observed to vary without any clear correlation with the position in the CD. Interestingly, Strickman & Barret (2000) report that the hard X-ray emission present in OSSE data of Sco X-1 may be correlated with periods of radio flaring.

To study the hard X-ray emission in Sco X-1, the

¹ Dipartimento di Scienze Fisiche ed Astronomiche, Università di Palermo, via Archirafi 36 - 90123 Palermo, Italy; email:disalvo@fisica.unipa.it

² APC, Laboratoire Astroparticule et Cosmologie, UMR 7164, 11 Place Marcelin Berthelot, 75231 Paris Cedex 05, France.

³ CEA Saclay, DSM/DAPNIA/Service d’Astrophysique, F91191, Gif-sur-Yvette France.

⁴ Osservatorio Astronomico di Roma, via Frascati 33, 00040 Monteporzio Catone (Roma), Italy.

⁵ Astronomical Institute “Anton Pannekoek,” University of Amsterdam and Center for High-Energy Astrophysics, Kruislaan 403, NL 1098 SJ Amsterdam, the Netherlands.

⁶ Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, Sezione di Roma, INAF, via Fosso del Cavaliere 100, I-00133 Rome, Italy.

⁷ Università degli Studi di Cagliari, Dipartimento di Fisica, SP Monserrato-Sestu, KM 0.7, 09042 Monserrato, Italy.

⁸ Dipartimento di Fisica, Università di Ferrara, Via Paradiso 12, 44100 Ferrara, Italy.

⁹ SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, 3584 CA Utrecht, Netherlands.

¹⁰ European Southern Observatory - Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19 Chile.

¹¹ Center for Space Research, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Avenue, Cambridge, MA 02139-4307, USA.

2.8 Conclusion

Pour faire le lien entre l'étude de sources ponctuelles et celle de la raie observée à 511 keV en provenance du centre Galactique, il convient de préciser que cette raie d'annihilation n'a pas encore été détectée par *INTEGRAL* en provenance d'une source compacte. Par contre, il n'est pas exclu que certains excès qui demeurent inexpliqués dans les spectres de binaires X puissent correspondre à de l'annihilation en vol. D'ailleurs, en 1990-1991, le satellite SIGMA observa deux LMXB, 1E 1740.7-2942 [Bouchet *et al.* 1991] et la nova de la Mouche GRS 1121-68 [Goldwurm *et al.* 1992], dans des états spectraux transitoires présentant un excès en-dessous de 511 keV compatible avec une raie d'annihilation décalée vers le rouge (voir chapitre 4 p. 95). Laurent et Titarchuk [2006] travaillent actuellement à l'inclusion, dans les modèles d'émission de trous noirs, de la production de positons dans la couronne par effet de paire et de leur annihilation.

Chapitre 3

Modélisation du bruit de fond

Sommaire

3.1	Problématique	35
3.2	Pré-traitement des données	37
3.2.1	Délivrance des données	37
3.2.2	Réduction	38
3.2.3	Données scientifiques auxiliaires	39
3.2.4	Données techniques auxiliaires	40
3.2.5	Compteurs de particules	40
3.3	Construction des jeux de données	40
3.3.1	Rejet des données incomplètes	40
3.3.2	Coupures supplémentaires	42
3.3.3	Découpage des jeux selon l'activité	43
3.3.4	Champs vides	48
3.4	Cadre de travail commun aux différents modèles	49
3.4.1	Sources du bruit de fond	49
3.4.2	Formalisation mathématique et notations	49
3.4.3	Traceurs du bruit de fond	50
3.5	Critères de qualité	56
3.6	Modèle linéaire	58
3.6.1	Description	58
3.6.2	Performances	59
3.7	Réseau de neurones direct à trois couches	65
3.7.1	Description	65
3.7.2	Performances	68
3.8	Modèle bayésien	71
3.8.1	Description	71

3.8.2 Performances	72
3.9 Synthèse	74
3.10 Une application à la raie d'annihilation à 511 keV	75

L'estimation de la composante bruit de fond est une étape clef du traitement des données du spectromètre, en particulier lors de l'étude de l'émission diffuse, et c'est pourquoi elle est l'objet de nombreuses études dans la collaboration SPI. Après avoir explicité la problématique du bruit de fond, ce chapitre présentera d'abord les *ingrédients* de base des modèles de bruit de fond, les traceurs, puis décrira diverses *méthodes* de modélisation, des plus classiques aux plus complexes, en détaillant leurs *performances* et leurs *inconvénients*, et en les illustrant par une application à l'étude la raie à 511 keV.

Ces travaux d'étude du bruit de fond ont été réalisés sous l'expertise de François Tola, du SSTM*, et en collaboration avec l'équipe SPI du SAP, notamment avec David Maurin, Stéphane Schanne et Bertrand Cordier. J'ai également mis en application des techniques acquises lors de ma participation à l'édition 2005 de la conférence Phystat†. La plupart des exemples présentés dans ce chapitre sont basés sur les données *INTEGRAL* recueillies avant l'orbite 191, en mai 2004.

3.1 Problématique

Les signaux enregistrés dans les détecteurs du spectromètre SPI sont la somme de deux composantes : une composante de bruit de fond instrumental et une composante totalisant les contributions célestes convoluées par la réponse instrumentale de l'instrument — par le masque codé. Afin d'extraire de ces signaux la position, la morphologie et le flux de chacune des sources célestes, via une déconvolution, il est indispensable de soustraire, en parallèle ou au préalable, le bruit de fond instrumental. Or le signal d'origine céleste peut représenter une fraction infime (quelques pourcents) du total des coups détectés donc il importe d'obtenir une évaluation précise du bruit de fond. Cela est particulièrement important lorsque l'on étudie des sources étendues, où la fraction du plan de détection éclairée par la source est plus importante que dans le cas d'une source ponctuelle, ce qui rend plus difficile la déconvolution dans la mesure où la distinction entre pavés illuminés et à l'ombre est moins nette.

La démarche adoptée ici pour parvenir à un modèle du bruit de fond pour une observation donnée est illustrée par la figure 3.1. La première étape consiste à construire, à partir des multiples fichiers délivrés par le centre de données d'*INTEGRAL*, une base de données compacte et prête à l'emploi contenant l'ensemble des indicateurs utiles. Ce pré-traitement implique notamment la

*CEA/LIST/DETECS/SSTM, Service Systèmes et Technologies pour la Mesure

†Statistical problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology.

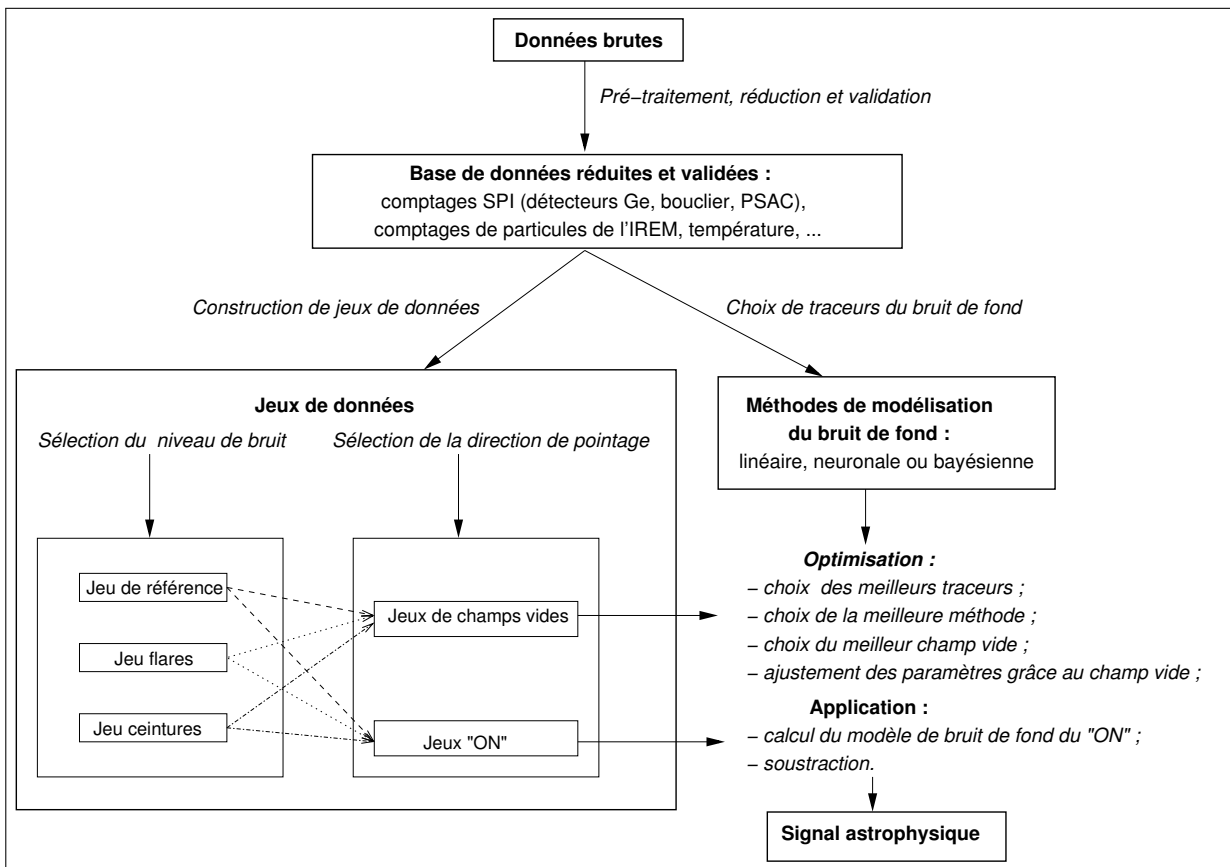


FIG. 3.1: Vue schématique des étapes nécessaires pour bâtir un modèle de bruit de fond.

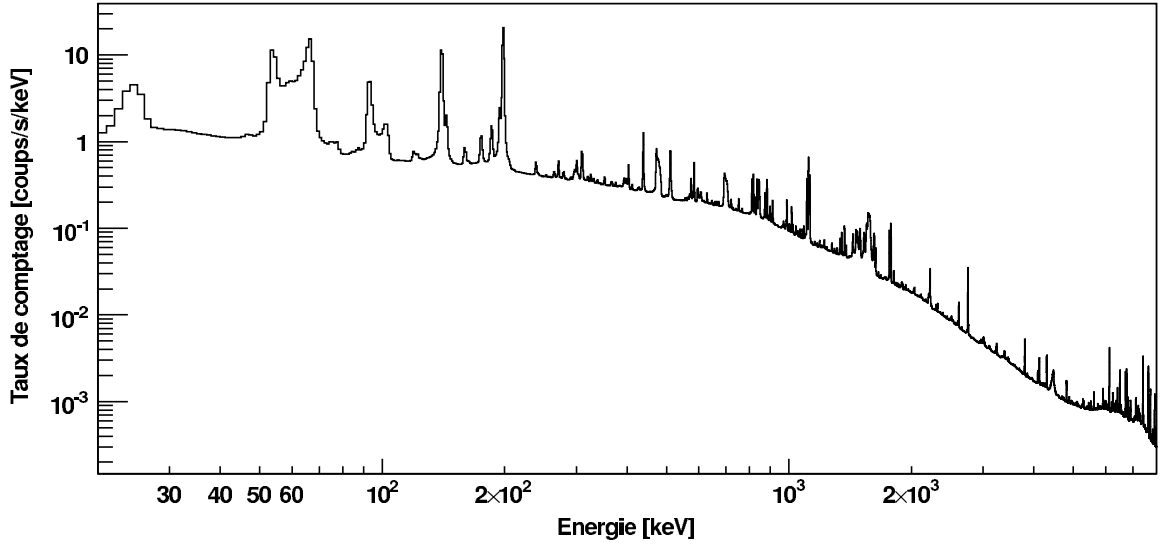


FIG. 3.2: Spectre des 19 détecteurs de SPI cumulé sur une période de plus de 300 orbites.

suppression des pointages incomplets ou anormaux ainsi que des informations inutilisées, et le calcul des taux de comptages de tous les indicateurs susceptibles d'être corrélés avec le bruit de fond que l'on cherche à reproduire.

La seconde étape consiste à construire à partir de la base de données globale des jeux correspondant à des niveaux plus ou moins élevés de bruit de fond afin de pouvoir comparer les performances des modèles de bruit en fonction du niveau d'activité et évaluer leur capacité à gérer correctement les périodes de sursauts solaires ou polluées par le passage du satellite à travers les ceintures de radiations terrestres. Une autre division est également effectuée entre champs vides et pointages vers des zones de la Galaxie hébergeant des sources astrophysiques dans le domaine d'énergie considéré.

Une fois les données réduites et divisées en divers jeux, différentes méthodes de modélisation du fond peuvent être testées en fonction des traceurs utilisés et des couples de jeux formés par un champ vide et une observation dédiée donnés.

3.2 Pré-traitement des données

3.2.1 Délivrance des données

Le satellite transmet les données qu'il accumule toutes les 8 secondes au rythme de 120 kbits/s, sous la forme de paquets de télémétrie de 440 octets environ. Ils sont recueillis par deux stations au sol, situées en Belgique et en Californie, acheminés au centre opérationnel de la mission (MOC) à Darmstadt en Allemagne, puis transmis au centre d'opérations scientifiques d'*INTEGRAL*,

l'ISDC [Courvoisier *et al.* 2003], à Versoix près de Genève. Une fois les paquets réordonnés, un pré-traitement permet de générer les fichiers de données qui seront distribués aux utilisateurs et qui contiennent toutes les informations brutes disponibles sur le statut des instruments, le plan d'observation et les événements eux-même, ainsi que des résultats préliminaires générés automatiquement.

L'équipe *INTEGRAL* du Service d'Astrophysique rapatrie les données publiques au fur et à mesure où elles sont délivrées par l'ISDC, ainsi que les données privées ou «core programme» dont elle est responsable. Un accès à l'intégralité des données a par ailleurs été accordé aux équipes de la collaboration dans le but exclusif de permettre la modélisation à long terme du bruit de fond et d'autres travaux d'intérêt général.

3.2.2 Réduction

La reconstitution locale de la base de données ISDC, constituée de fichiers au format FITS, occupe un espace disque important et ne fournit pas des taux de comptages prêts à l'emploi. Ces deux considérations ont motivé la décision par notre équipe SPI de développer localement une suite de programmes, intitulée ASPI — Analysis for SPI — destinée à produire à partir de la base de données officielle une base plus réduite ne contenant que les indicateurs indispensables à l'analyse des données du seul spectromètre et sous une forme optimale pour les études de bruit de fond notamment. Cette suite de programmes inclut également des outils de visualisation des données.

Les ingrédients principaux permettant de créer une base de données moins encombrante ont été :

- un stockage au format ROOT, un format conçu pour les expériences de physique des particules du CERN confrontées à de larges quantités de données et permettant de les organiser sous forme d'arbres très compacts et très rapides d'accès ;
- la conservation des données du spectromètre, du moniteur de particules et des données générales, à l'exclusion de celles des autres instruments ;
- une diminution de la précision temporelle et spectrale des données.

Découpage temporel L'unité de temps naturelle lors du traitement des observations est la *science window* ou «fenêtre scientifique», qui correspond en général à trente minutes d'observation avec une attitude stable du satellite. Les données sont en effet distribuées par orbite et chaque orbite est divisée en une série de pointages obéissant à un programme déterminé à l'avance par l'ISOC et suivant un motif de *dithering* donné — grille carrée cinq par cinq, motif hexagonal ou mode fixe. Entre deux pointages, le satellite se repositionne : on parle de *slew*. Si un pointage dure trop longtemps ou connaît une variation de l'attitude du satellite, il est divisé en unités plus petites d'attitude stable. Ces morceaux de pointages et les *slews* constituent des *science*

windows.

Une échelle de temps plus petite étant inutile pour les phénomènes que nous souhaitons étudier, nous avons cherché à calculer pour tous les indicateurs une valeur moyenne par *science window*. Les valeurs minimale et maximale ainsi que la déviation standard sont aussi conservées.

Paquets de photons Une liste détaillée des événements enregistrés dans les détecteurs en Germanium et n'ayant pas reçu de veto du bouclier est disponible, avec leurs dates, les pseudo-détecteurs concernés et les canaux exprimant les énergies déposées. Dans le cas des photons, la réduction temporelle consiste donc simplement à créer un histogramme par pseudo-détecteur et par *science window* et à y classer les événements sans tenir compte plus longtemps de leur date.

Étalonnage en énergie Pour chaque révolution, une relation entre le canal dans lequel l'analyseur de hauteur d'impulsion (PHA) a codé un événement et l'énergie de cet événement est établie en se basant sur des raies de bruit de fond et sur l'évolution de la température de l'instrument. Dans notre base, le spectre par *science window* de chaque détecteur est stocké dans un histogramme présentant des canaux de un keV ou un quart de keV de large.

3.2.3 Données scientifiques auxiliaires

En plus des listes d'événements survenus dans les détecteurs, le spectromètre transmet deux autres types de paquets de données : des spectres intégrés et des «données scientifiques auxiliaires» (*scientific housekeeping data*). Ces dernières fournissent toutes les secondes des informations sur le plan de détection, le bouclier anti-coïncidences et leurs interactions.

Temps morts Lorsqu'un événement est enregistré dans un détecteur, un délai est nécessaire avant que celui-ci ne redevienne disponible, notamment du fait du temps de codage. Après un événement «normal», un détecteur en Ge reste bloqué pendant 30 μ s, tandis qu'après un événement de plus d'une dizaine de MeV, le délai est de l'ordre de 100 μ s. La fraction du temps d'observation pendant laquelle le détecteur est inattentif, «mort» est comptabilisée dans les données scientifiques auxiliaires pour chacun des 19 Germanium et pour le système anti-coïncidences. L'importance de ces fractions de *temps morts* reflète celle du bruit de fond. Les temps morts du plan de détection et du bouclier anti-coïncidences sont pris en compte pour corriger les taux de comptages ; nous parlerons donc de «coups par seconde corrigés» (cpscorr).

Événements saturants et bloqués Les données scientifiques auxiliaires incluent également des taux de comptage globaux :

- le nombre d'événements ayant *saturé* chaque détecteur Germanium du fait d'une énergie trop élevée durant la seconde écoulée ;

- le nombre total d'évènements non-saturants enregistrés dans chaque détecteur Germanium (noté **Afee**) ;
- le compte des vétos émis par le système anti-coïncidences (**Veto**) ;
- le nombre d'évènements non-saturants n'ayant pas reçu de veto (**AfeeNVeto**).

3.2.4 Données techniques auxiliaires

Reçus à raison de trois toutes les huit secondes, les paquets de données techniques auxiliaires (*technological housekeeping data* ou THK) permettent de surveiller l'état de l'instrument grâce à de multiples capteurs de température et de tension. Ils contiennent également des taux de comptage relatifs au bouclier anti-coïncidence, utiles à l'étude des sursauts gamma :

- un comptage global avec une résolution temporelle de 50 milli-secondes, permettant d'établir des courbes de lumière précises ;
- les comptages individuels dans chacun des 91 cristaux de BGO du bouclier ainsi que dans le scintillateur plastique (PSAC), reçus toutes les 96 secondes. Connaître le bloc dans lequel a été enregistré un excès aide à localiser le sursaut.

3.2.5 Compteurs de particules

Les fenêtres temporelles de l'IREM sont indépendantes des fenêtres «scientifiques». Les comptages cumulés en soixante secondes par chacun des quinze indicateurs du moniteur de particules (Tab. 3.1) sont transmis environ toutes les minutes. Pour obtenir les comptages moyens par *science window*, il faut donc effectuer un mappage entre celles-ci et les dates des mesures IREM, c'est-à-dire repérer les mesures dont la date est comprise entre le début et la fin d'une fenêtre.

3.3 Construction des jeux de données

Une fois effectué le pré-traitement, nous disposons d'une base de données accessible rapidement mais à laquelle aucun filtre n'a encore été appliqué. L'étape suivante consiste à exclure les pointages incomplets ou anormaux. Ensuite, divers critères permettent de construire des jeux correspondant à différents niveaux de bruit et à un programme d'observation donné.

3.3.1 Rejet des données incomplètes

Durant l'étape de réduction des données, chaque pointage s'est vu attribuer des drapeaux traduisant son éventuelle incomplétude ou signalant des valeurs anormales de certains comptages. Lors de la construction d'un jeu de données, ces drapeaux sont utilisés pour exclure les données de *mauvaise* qualité. Environ vingt pour cent des données sont ainsi exclues : il s'agit de pointages

TAB. 3.1: Indicateurs du moniteur de particules. Les quinze circuits de mesure sont reliés à un des trois détecteurs de l'IREM ou détectent les coïncidences entre deux d'entre eux. Chaque «*scaler*» est sensible à un type de particules en particulier dans un domaine d'énergie précis.

Nom	Identifiant	Détecteur(s)	Particules	Énergie [MeV]
p>20	TC1	D1	protons	> 20
p20-550	S1 ₂	D1	protons	20-550
p20-120	S1 ₃	D1	protons	20-120
p20-27	S1 ₄	D1	protons	20-27
p20-34	S1 ₅	D1	protons	20-34
p>39	TC2	D2	protons	> 39
i150-185	S2 ₅	D2	ions	150-185
p40-50	C1	D1 et D2	protons	40-50
p50-70	C2	D1 et D2	protons	50-70
p70-120	C3	D1 et D2	protons	70-120
p>130	C4	D1 et D2	protons	> 130
e>0,5	TC3	D3	électrons	> 0,5
e0,55-2,3	S3 ₂	D3	électrons	0,55-2,3
p11-90	S3 ₃	D3	protons	11-90
p11-30	S3 ₄	D3	protons	11-30

TAB. 3.2: Critères de nettoyage et de découpage des données. Les données brutes sont exprimées dans des unités et à des fréquences différentes : les comptages sont moyennés sur la durée d'un pointage et éventuellement convertis en «coups par seconde corrigés du temps mort». Pour le nettoyage des données, la température ainsi que les comptages du scintillateur plastique et du bouclier sont utilisés. Les raies de haute énergie dans le plan de détection permettent de distinguer les périodes de sursauts solaires ; le passage des ceintures de radiation est enregistré par le moniteur de particules et le bouclier. Enfin, les paramètres d'attitude du satellite permettent de définir les champs vides (OFF) et les champs ON.

		Attitude	IREM	Temp.	PSAC	Veto	Ge
Données brutes	Unité	-	coups/min	-	coups/8s	coups/s	coups/s
	Fréquence	8 s	60 s	640 s	60 s	s	s
Nettoyage		non	non	oui	oui	oui	non
		-	-	(recuits)	(anormalement faible)	(anomalie orbite 136)	-
Découpage		oui	oui	non	non	oui	oui (D, ¹² C, ¹⁶ O)
		(on/off)	(ceintures et sursauts)	-	-	(ceintures)	(sursauts)

durant lesquels la caméra n'a pas enregistré de photons ou pour lesquels certains comptages sont incomplets. La plupart du temps, il s'agit des périodes de recuits, où l'acquisition de données est désactivée. Ce premier filtre permet de s'assurer que, parmi les pointages restants, tous les indicateurs pouvant s'avérer utiles seront présents.

3.3.2 Coupures supplémentaires

Après le rejet des pointages incomplets, d'autres filtres permettent d'améliorer la qualité de la base : tous les indicateurs disponibles peuvent être examinés afin d'identifier des valeurs «anormales».

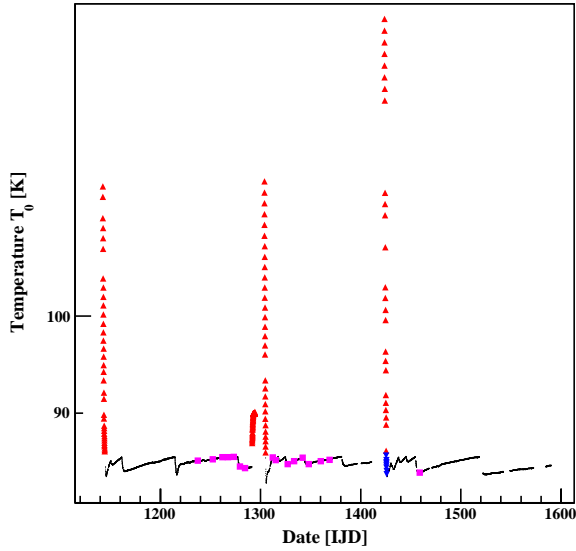


FIG. 3.3: Évolution temporelle de la température T_0 du cryostat au cours des orbites 43 à 191. Les triangles rouges représentent les pointages présentant une température supérieure à ~ 86 K, correspondant à des débuts et fins de recuits. Au cours du nettoyage, les pointages de l'orbite 136 (triangles bleus) ou ayant un comptage ACS anormalement bas (carrés magenta) ont également été supprimés.

C'est notamment le cas de :

- la température T_0 du cryostat. Les températures hautes correspondent aux périodes de recuit nécessaires pour restaurer les performances des détecteurs Germanium [Roques *et al.* 2003, Leleux *et al.* 2003]. Bien que la caméra soit éteinte durant ces périodes et que les données correspondantes soient automatiquement exclues, quelques pointages doivent être rejetés manuellement, en début et en fin de recuit, en se basant sur la température T_0 (voir Fig. 3.3). Une coupure à 86 K conduit à rejeter 2% des données ;
- dans le jeu étudié, les comptages des détecteurs Germanium présentaient une cassure brutale sans contrepartie visible dans le comptage du bouclier anti-coïncidences, après la fin d'un recuit. Cette anomalie nous a conduit à rejeter le début de l'orbite n° 136 ;
- enfin, les valeurs anormalement basses du scintillateur plastique – en-dessous de 600 coups par seconde – ont été ignorées. Notons également que le compteur du PSAC n'est pas fiable en cas d'évènement solaire intense car son électronique sature vers 4100 coups/s.

3.3.3 Découpage des jeux selon l'activité

À ce stade, nous disposons d'un jeu de données, dit *de base*, où l'ensemble des indicateurs sont valides mais qui peut encore correspondre à des niveaux d'activité variables. Or, un modèle de bruit de fond peut s'avérer très performant pour un régime calme mais totalement incapable de prévoir de brusques variations. Un modèle de qualité globale moindre peut au contraire mieux anticiper ces variations. Afin de déterminer ces performances, nous avons été amenés à définir trois niveaux d'activité :

- les périodes dites «*calmes*». Seules ce type de données est habituellement utilisé ;
- les passages du satellite à travers les *ceintures de radiations terrestres*. Ces zones torroïdales contiennent des particules chargées provenant du vent solaire ou du rayonnement cosmique et piégées par le champ magnétique terrestre. Bien que son orbite elliptique assure à *INTEGRAL* une trajectoire située à 90% hors des ceintures, il faut tenir compte de l'effet de ces passages, au cours desquels les instruments sont d'ailleurs éteints. Le moniteur de particules permet de rejeter les données résiduelles de ces passages, au début et à la fin de chaque orbite, qui se signent par une augmentation des compteurs d'électrons notamment ;
- les périodes d'*activité solaire* intense. Des éruptions surviennent en effet régulièrement. Durant l'une d'entre elles, en novembre 2004, les instruments à bord du satellite, dont les détecteurs étaient parvenus à saturation, ont ainsi dû être éteints afin d'éviter tout endommagement de l'électronique. Cependant, durant la plupart des éruptions, le spectromètre reste actif. Ces évènements présentent deux caractéristiques : une augmentation du flux de particules de basse énergie, suivie par ce qu'on appelle une décroissance de type Forbush (du nom du physicien américain ayant découvert cet effet), due au balayage des rayons cosmiques Galactiques loin de la Terre sous l'effet du champ magnétique du plasma issu de l'éruption. L'importance de cette décroissance est directement liée à celle de l'éruption.

Rappelons que notre désir de tester la capacité des modèles de bruit de fond à fonctionner sur des observations polluées par des passages de ceintures ou des évènements solaires est motivé par le souhait de sauvegarder un maximum de temps d'observation. En effet, des observations de la région de Vela en 2003 ont été rendu partiellement inutilisables du fait d'importantes éruptions solaires [Maurin *et al.* 2004].

Méthode de tri Le tri des pointages entre les trois catégories que nous venons de définir pourrait en grande partie être effectué manuellement, à l'aide de notre connaissance de l'orbite du satellite et du journal de bord. Cependant, nous cherchons à obtenir des critères numériques permettant un tri automatique facilement applicable à des données futures. Nous partons du jeu de base et, en utilisant la valeur de certains taux de comptage et de leur *moyenne glissante*, nous

TAB. 3.3: Critères de tri des données entre passages des ceintures, sursauts solaires et périodes calmes. La moyenne glissante est caractérisée par la largeur de sa fenêtre temporelle, la significativité de coupure et le nombre d'itérations à effectuer. Le nombre de pointages indiqué pour chaque jeu correspond aux données publiques disponibles en juin 2005 et ne vise qu'à illustrer les proportions de chaque catégorie.

Données	Nb de pointages	Critère
Jeu brut	10161	-
Jeu de base	9981	température $T_0 < 86$ K ; PSAC > 600 c/s ; orbite $\neq 136$
Jeu «solaire»	772	protons 11-30 MeV : $p_{11-30} > 0,2$ coups/s + moyenne gliss. (± 200 pointages, 3σ , 5 itér.) ; raies ^{12}C , ^{16}O et D : moyenne gliss. (± 200 pointages, 3σ , 1 itér.)
Jeu «ceintures»	496	électrons : $e > 0,5 > 2$ coups/s + moyenne gliss. (± 50 pointages, 3σ , 5 itér.) Veto : moyenne gliss. (± 10 pointages, 3σ), 1 itér.)
Jeu «calme»	8713	données restantes

détectons d'abord les pointages typiques des périodes d'activité solaire, ensuite ceux attribuables à des passages des ceintures. Les données restantes constitueront le jeu calme. Ce processus de tri est décrit dans les tableaux 3.2 et 3.3. L'usage des moyennes glissantes permet de détecter des variations à court terme (événements solaire ou passage des ceintures) sur un indicateur dont l'amplitude connaît par ailleurs d'importantes variations à long terme (cycle solaire, modulation du flux des rayons cosmiques Galactiques). Nous avons également testé l'usage des dérivées temporelles mais sans constater de gain appréciable.

Meilleurs indicateurs Les passages des ceintures de radiations et les sursauts solaires se traduisent tous deux par des augmentations des taux de comptage à bord du satellite, mais les types de particules et leurs domaines d'énergie permettent de les discriminer. Le module a priori le plus utile est le moniteur de particules, l'IREM. Les mérites respectifs de chacun de ses compteurs (Tab. 3.1) peuvent être comparés. De nombreuses bandes d'énergie sont disponibles mais deux inconvénients ne doivent pas être oubliés : chacun des capteurs est sensible aux diverses catégories de particules, *e.g.* les capteurs majoritairement sensibles aux protons sont également «pollués» par les électrons, et inversement ; conçu pour fonctionner sur une grande plage d'amplitudes (7 ordres de grandeur), l'IREM présente un faible rapport signal sur bruit en périodes calmes.

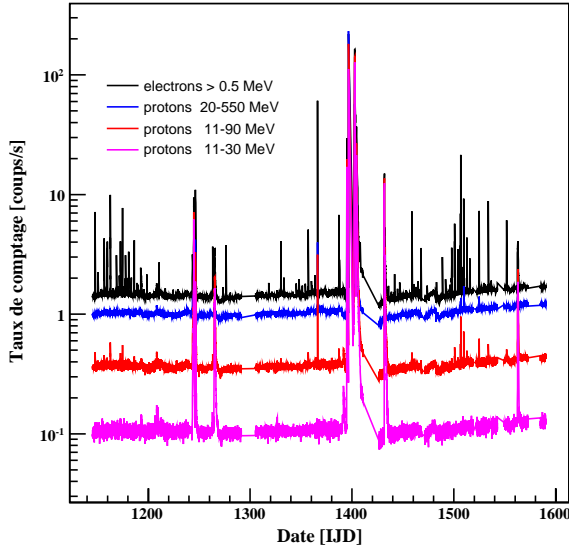
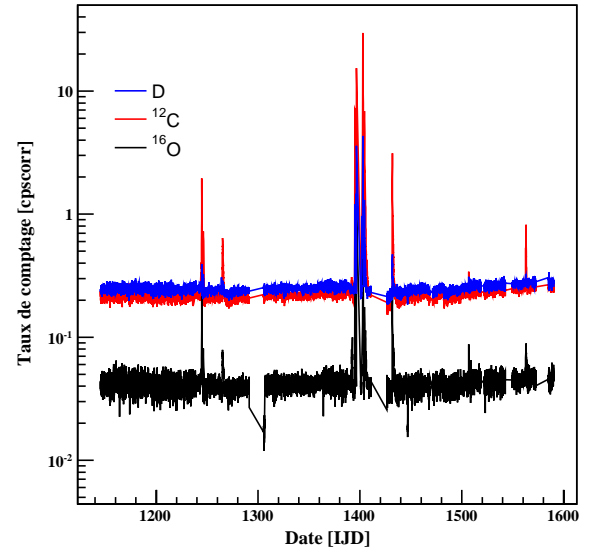


FIG. 3.4: Échantillon des compteurs de l'IREM : taux de comptages d'électrons et de protons dans différentes bandes d'énergie en fonction du temps.

FIG. 3.5: Évolution du taux de comptage (en coups par seconde corrigés du temps mort, voir p. 39) dans les détecteurs Germanium de trois raies de haute énergie : $n + p \rightarrow D$ ($E = 2,213$ MeV, $\Delta E = 10$ MeV), $^{12}C^*$ ($E = 4,450$ MeV, $\Delta E = 150$ MeV) et $^{16}O^*$ ($E = 6,130$ MeV, $\Delta E = 20$ MeV).



La Fig. 3.4 présente quatre des compteurs de particules. Tous présentent la même évolution à long terme, qui traduit la modulation liée au cycle solaire. Depuis son lancement en octobre 2002, *INTEGRAL* a suivi la phase descendante du cycle solaire de onze ans n° 23 – les cycles solaires sont répertoriés depuis 1755. Actuellement, nous sommes sur le point d'atteindre le minimum, caractérisé par une intensité maximale du rayonnement cosmique, et d'entamer le cycle n° 24. L'amplitude des compteurs dans les différentes bandes d'énergie est conforme à ce que prévoit la physique du rayonnement cosmique. On distingue en effet trois catégories de rayons cosmiques [Mewaldt 1994] :

- les rayons cosmiques Galactiques (GCRs), provenant de l'extérieur du système solaire ;
- les particules énergétiques solaires (SEPs), issues des éruptions solaires ;
- les rayons cosmiques irréguliers (*Anomalous Cosmic Rays* ou ACRs).

Les compteurs de protons de basse énergie tracent les ACRs alors qu'au-delà de 100 MeV la

contribution des GCRs devient dominante dans la mesure où ils ne sont plus repoussés par le plasma solaire. Les événements transitoires, tels que les éruptions, sont observés à toutes les énergies et quelle que soit l'espèce. Les compteurs d'électrons présentent par ailleurs un motif périodique correspondant à la traversée des ceintures de radiations toutes les orbites, *e.g.* tous les trois jours. Ce motif est aussi légèrement visible dans la bande 11-90 MeV du compteur de protons mais cela est certainement dû à une contamination par les électrons : la ceinture interne, dont sont prisonniers les protons, se situe à une altitude inférieure à quatre rayons terrestres * alors que les instruments du satellite ne fonctionnent pas en deçà d'environ dix rayons terrestres.

Pour ce qui est de l'IREM, nous n'utiliserons donc pour le tri des données que les comptages de protons entre 11 et 30 MeV, sensibles aux éruptions, et d'électrons au-delà de 500 keV, sensible au passage des ceintures. Les autres bandes n'apportent pas d'informations supplémentaires ou sont trop bruitées. En ce qui concerne les indicateurs autres que ceux du moniteur de particules, nous nous intéresserons aussi à certaines raies gamma de la caméra Germanium, sensibles à l'activité solaire, et aux compteurs du bouclier, affectés par les électrons des ceintures.

Sélection des éruptions solaires La sélection, dans le jeu «de base», des pointages présentant les caractéristiques de l'activité solaire est détaillée dans la table 3.3. Sont d'abord choisis les pointages pour lesquels le compteur de protons dans la bande 11-30 MeV présente une valeur absolue trop élevée. Plusieurs itérations permettent ensuite de raffiner le tri via la moyenne glissante du même indicateur : sont écartés les pointages dont la moyenne glissante locale s'écarte significativement de la moyenne. Le choix du nombre d'itérations, de la largeur de la fenêtre temporelle, de la significativité de coupure résultent d'un compromis empirique entre nettoyage optimal et volonté de minimiser les rejets erronés.

Même si ce compteur de protons suffit à exclure la plupart des périodes d'activité solaire, un filtrage supplémentaire est appliqué, basé sur la moyenne glissante des raies du Deutérium, du Carbone 12 et de l'Oxygène 16 (Fig. 3.5). Ces raies, détectées à haute énergie dans les détecteurs Germanium, proviennent de la désexcitation des matériaux passifs du spectromètre activés par les particules solaires : la raie du $^{12}\text{C}^*$ est liée au support du masque codé, celle de l' $^{16}\text{O}^*$ au bouclier anti-coïncidences en BGO. Le Deutérium est lui un produit indirect de la spallation causée par les protons cosmiques.

Sélection des passages à travers les ceintures Les quelques pointages affectés par la traversée des ceintures encore présents dans les données à ce stade sont détectés à partir du capteur d'électrons au-dessus de 500 keV d'abord, du comptage d'événements non-saturants

* Voir les modèles de capture d'électrons (AE8) et de protons (AP8) développés au MSFC de la NASA : <http://see.msfc.nasa.gov/ire/models.htm>

dans le bouclier (**ACS** ou **Veto**) ensuite, utilisés en valeur absolue et en moyenne glissante. Le jeu de données résiduelles après soustraction constituera le jeu dit «calme».

Validation Les critères numériques utilisés ci-dessus pour trier les données conduisent inévitablement à quelques classifications erronées, qui peuvent être dues à des fluctuations aléatoires ou simplement à des règles trop simples.

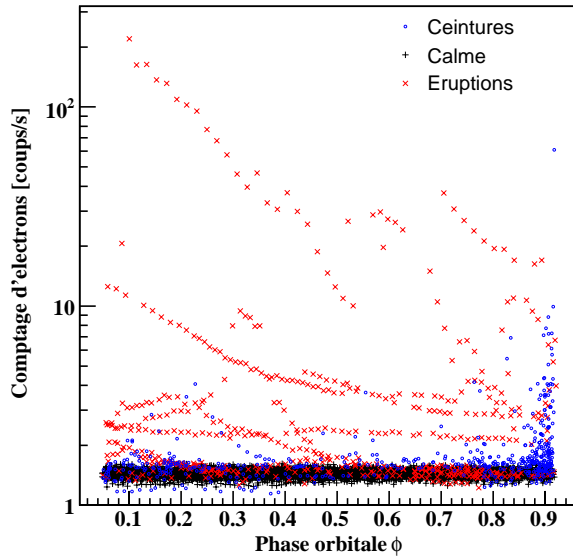
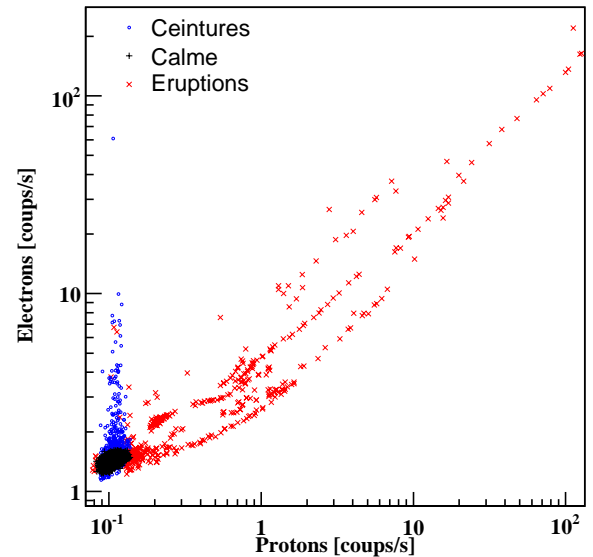


FIG. 3.6: Corrélation entre la phase orbitale (en abscisse) et le comptage des électrons : les pointages classés dans le jeu «ceintures» du fait de leur comptage en électrons correspondent bien majoritairement aux fins d'orbites.

FIG. 3.7: Signature des trois jeux de données dans le plan électrons-protons : les passages ceintures se distinguent par une augmentation du seul comptage des électrons, les éruptions solaires par une relation en quasi-loi de puissance.



Les figures 3.6 et 3.7 permettent cependant de valider en partie notre approche : la visualisation de la phase orbitale des pointages attribués au passage à travers des ceintures confirme qu'une majorité d'entre eux correspondent à des fins d'orbites. Par ailleurs, dans le plan formé par les compteurs en électrons et en protons, chacun des trois jeux présente une signature bien distincte.

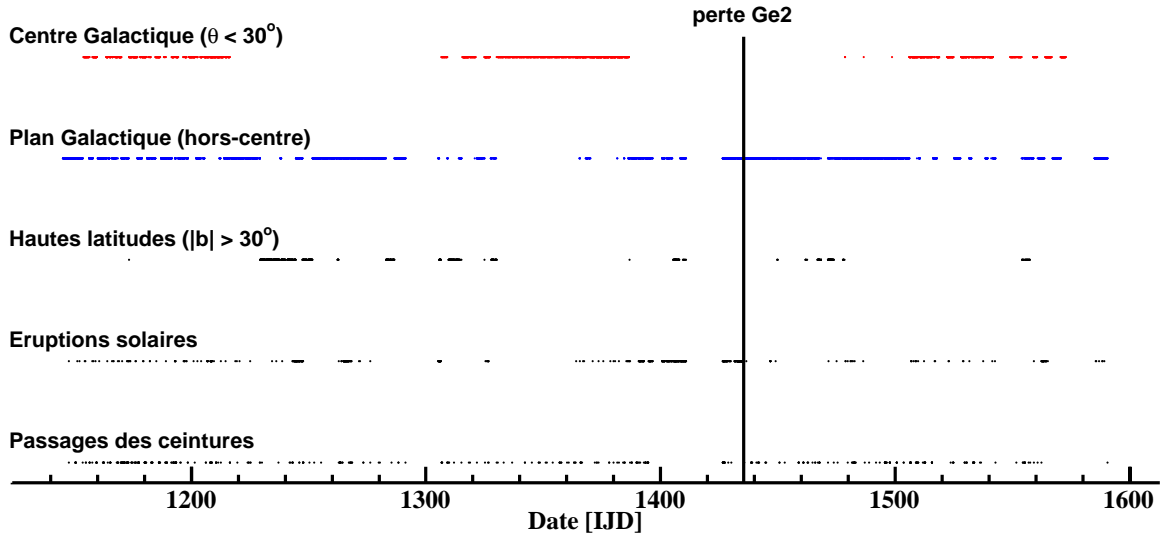


FIG. 3.8: Distribution temporelle des données entre les différents jeux construits. De bas en haut : jeu «ceintures», jeu «solaire», jeu calme hors-plan Galactique, jeu calme hors centre Galactique et jeu calme centre Galactique. La défaillance du détecteur n° 2 durant l'orbite 140 est indiquée. L'absence de données (\sim IJD 1300, 1420 et 1680) correspond aux périodes de recuits.

3.3.4 Champs vides

En plus du découpage en trois classes en fonction de la «météorologie» spatiale, chaque jeu pourra être découpé en deux sous-jeux suivant les coordonnées de pointage, l'attitude des science windows :

- le champ vide, c'est-à-dire le sous-jeu ne contenant pas la source étudiée. Il est supposé dépourvu de signal astrophysique dans la bande spectrale considérée. Il peut alors servir de *OFF* pour rechercher des corrélations, établir une loi entre certains indicateurs, traceurs et le taux de comptage étudié, qui pour ce jeu n'est constitué que de bruit de fond ;
- le sous-jeu complémentaire, appelé *ON*, correspond aux pointages vers la cible scientifique. Grâce à la loi établie à partir du *OFF*, le bruit de fond dans le *ON* peut être prédit et soustrait afin d'évaluer le signal.

Ainsi, pour l'étude de la raie à 511 keV, on considérera les observations du plan Galactique d'un côté (*ON*), les pointages vers les hautes latitudes de l'autre (*OFF*, $|b| > 20^\circ$), ou encore les observations dirigées vers le centre Galactique et hors centre Galactique ($\theta > 30^\circ$). Le premier choix est le plus justifié scientifiquement du fait que la raie d'annihilation est attendue – et a été détectée– non seulement dans le bulbe mais également dans le plan ; cependant, ce choix présente le défaut d'offrir très peu de champs vides, comme l'illustre la figure 3.8.

3.4 Cadre de travail commun aux différents modèles

Nous disposons désormais d'une série de jeux de données de qualité connue. Notre objectif consiste à déterminer, pour un jeu particulier, quels événements font partie du bruit instrumental afin de les soustraire au nombre total d'événements enregistrés et d'en déduire, pour chaque pointé du jeu, le taux de comptage issu de sources «célestes». Nous disposons pour cela de la valeur d'autres taux de comptages ou capteurs pour cette *même* observation, ainsi que pour les *autres* jeux.

3.4.1 Sources du bruit de fond

Le bruit de fond instrumental du spectromètre SPI, que l'on peut définir comme la fraction du signal enregistré dans les détecteurs en Germanium qui n'est pas issue des sources astrophysiques observées, est dû à l'interaction avec le satellite du flux de particules (protons, neutrons, noyaux) et de rayons γ d'origine cosmique ou solaire, ainsi qu'à la radioactivité naturelle des matériaux présents à bord [Jean *et al.* 2003b]. L'origine physique de ce bruit est bien comprise et a fait l'objet de simulations préalablement au lancement. Les particules ou photons incidents interagissent avec les matériaux du satellite, produisant des particules énergétiques (protons, neutrons, pions) ou photons secondaires qui, à leur tour, vont exciter des noyaux ou produire des isotopes radioactifs, de durées de vie variables. Particules β de désintégration et photons de désexcitation déposent ensuite leur énergie dans les détecteurs. Ces phénomènes ont été étudiés dans les thèse de Jean [1996] et Diallo [1999].

Depuis le lancement en octobre 2002, les simulations ont pu être confrontées aux mesures et les performances des dispositifs de réduction du bruit (bouclier, scintillateur plastique, PSD) testées — il s'est avéré que le niveau de certaines composantes continues du fond avaient été sous-évalué. Par ailleurs, les raies d'activation présentes dans le spectre ont été répertoriées [Weidenspointner *et al.* 2003].

3.4.2 Formalisation mathématique et notations

Malgré tout, une prédiction du bruit de fond basée sur notre seule connaissance des principes physiques qui en sont responsables n'est guère réalisable : les méthode de modélisation présentées ici sont donc avant tout numériques. Le problème peut être formulé de la façon suivante. Dans une observation constituée de P pointages, on s'intéresse au taux de comptage enregistré dans un détecteur Germanium, ou plusieurs, dans une bande d'énergie choisie. Pour chacun des pointés $p \in \{1, \dots, P\}$, notre modèle doit fournir un estimateur \hat{y}_p du comptage de bruit de fond y_p : en bref, nous recherchons un estimateur $\hat{\mathbf{y}}$ du bruit de fond réel $\mathbf{y} = (y_1 \dots y_p \dots y_P)$.

Pour obtenir cet estimateur, nous disposons :

- d’une part des *champs vides* : ces observations hors champ servent de bases d’apprentissage puisque le bruit de fond, qui est supposé représenter l’intégralité du comptage enregistré, y est connu ;
- d’autre part, de *traceurs* du bruit de fond, en général des comptages pris dans d’autres bandes d’énergie du spectre des détecteurs ou dans d’autres éléments du spectromètre.

Soit $\vec{\mathbf{x}} = {}^{tr}(\mathbf{x}^1 \dots \mathbf{x}^t \dots \mathbf{x}^T)$ le vecteur des T traceurs utilisés. Quelque soit le modèle, nous cherchons à bâtir un estimateur du type :

$$\hat{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x}^1, \dots, \mathbf{x}^t, \dots, \mathbf{x}^T; \vec{w}), \quad (3.1)$$

où le vecteur de paramètres \vec{w} est optimisé lors de l’apprentissage.

Reste à choisir le critère à optimiser et la forme de la fonction d’estimation. Dans certains cas, une fois les paramètres \vec{w} déterminés à partir d’un champ vide, la valeur de l’estimateur pour un pointage donné ne dépendra plus que des valeurs des traceurs pour ce même pointage ; d’autres méthodes feront intervenir l’historique de l’évolution des traceurs.

En pratique, nous nous intéresserons à trois modèles : un modèle multi-linéaire très simple et deux modèles non-linéaires, un réseau de neurones et un modèle intermédiaire dit «bayésien».

Bruit de fond et déconvolution Dans ce chapitre, nous considérons la soustraction du bruit de fond et la déconvolution comme deux étapes indépendantes, successives. Cependant, nous verrons au chapitre suivant qu’il peut être profitable d’ajuster simultanément le niveau du bruit de fond et le flux des sources astrophysiques — technique du *model fitting*.

Mode collimateur Par ailleurs, afin d’augmenter la statistique de nos comptages et dans la mesure où nous ne traitons pas ici de l’imagerie, nous adoptons l’approche dite du «*godet (ou puits) de lumière*» (de l’anglais *light bucket*, voir Teegarden *et al.* 2005). Cela signifie que nous utilisons le télescope comme un collimateur et que nous n’employons pas les comptages individuels de chacun des dix neuf détecteurs Germanium mais le comptage global du plan de détection. Estimer le bruit de fond détecteur par détecteur nécessite soit d’appliquer les mêmes méthodes aux comptages individuels, soit de répartir la prédiction globale a posteriori entre les détecteurs.

3.4.3 Traceurs du bruit de fond

La qualité de la prédiction du bruit de fond dépend autant du choix des traceurs que du modèle mathématique employé, sinon plus.

Traceurs disponibles Les traceurs du bruit de fond testés durant ces travaux sont listés dans le tableau 3.4.

Bien-sûr, on retrouve les taux de comptage déjà utilisés pour sélectionner les données en fonction de leurs corrélations avec l'activité solaire ou le passage des ceintures de rayonnement : il s'agit des compteurs du moniteur de particules, des raies du ^{12}C , de l' ^{16}O ou du Deutérium.

Les plus intenses des nombreuses raies gamma (Fig. 3.2) identifiées dans le spectre de l'instrument [Weidenspointner *et al.* 2003] paraissent également intéressantes. Nous utiliserons leurs taux de comptages bruts dans une bande d'énergie adaptée au profil de chaque raie, sans nous soucier de soustraire l'émission continue sous-jacente. Ces raies correspondent à des émetteurs β de durées de vie variées : certaines tracent la météorologie spatiale à très court terme, d'autres reflètent l'évolution à long terme ou la dose cumulée reçue par le satellite.

En plus des raies, certaines bandes continues du spectre des détecteurs Germanium, situées à proximité de la bande d'énergie étudiée peuvent être considérées, notamment à «gauche» et à «droite» des raies d'annihilation à 511 keV et de l'Aluminium 26.

Un traceur potentiellement très intéressant pour l'étude de la raie à 511 keV est le comptage des «événements multiples cassés» (*broken multiple events* ou **BME**). Il s'agit d'événements multiples, *e.g.* ayant occasionné durant une brève fenêtre de coïncidence temporelle des dépôts d'énergie dans au moins deux détecteurs, mais parmi lesquels on sélectionne uniquement ceux dont l'énergie déposée dans un détecteur individuel est comprise dans une certaine bande — la plus intéressante étant celle de la raie à 511 keV — indépendamment de l'énergie totale de l'évènement. Les «BME à 511 keV» correspondent en fait principalement à des événements d'une énergie totale de ~ 1022 keV, signalant l'annihilation de positons produits localement, notamment lors de désintégrations β^+ dans l'Aluminium des capsules dans lesquelles sont montés les détecteurs Germanium.

En dehors des paquets de photons, les données auxiliaires seront également utilisées : le comptage total — sans discrimination sur l'énergie — des événements Germanium non-saturants (**Afee**) ou saturants (**AfeeSat**), celui des événements non-saturants n'ayant pas reçu de veto du bouclier (**AfeeNVeto**), le comptage des vetos eux-mêmes (**ACS**) ainsi que celui des événements ayant saturé le bouclier (**VetoSat**).

Enfin, en dehors des taux de comptage, d'autres indicateurs ont également été étudiés, tels que la température T_0 du cryostat, les paramètres orbitaux de l'observatoire, la fraction de temps mort des détecteurs, ou la durée écoulée depuis le début de la mission.

TAB. 3.4: Liste des traceurs du bruit de fond testés. La valeur moyenne de chaque traceur indiquée correspond à une période calme.

Catégorie		Traceur	Description du traceur	Moyenne
Données auxiliaires		Afee	comptage des événements Germanium non-saturants	20789 cpscorr
		AfeeSat	événements Germanium saturants	4202 cpscorr
		AfeeNVeto	événements Germanium non-saturants sans veto	1032 cpscorr
		ACS	événements dans le bouclier	71794 cpscorr
		VetoSat	événements saturant le bouclier	6475 cpscorr
		Psac	comptage dans le scintillateur plastique	825 cps
		T_0	capteur de température température T_0 [K] du cryostat	85 K
IREM		voir compteurs de particules du Tab. 3.1		
Satellite		date	durée [s] écoulée depuis le lancement	-
		distance	distance à la Terre [km]	128362 km
		phase	phase orbitale [-]	0,46
Détecteurs Germanium	Raies instrumentales	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	21-27 keV	18 cpscorr
		$^{75\text{m}}\text{Ge}$	136-145 keV	40 cpscorr
		$^{71\text{m}}\text{Ge}$	191-202 keV	66 cpscorr
		$^{44\text{m}}\text{Sc}$	269-273 keV	2 cpscorr
		^{67}Ga K	307-313 keV	4 cpscorr
		$^{69\text{m}}\text{Zn}$	436-441 keV	4 cpscorr
		^{69}Ge K	581-588 keV	0,7 cpscorr
		^{58}Co	807-814 keV	2 cpscorr
		^{58}Co K	815-821 keV	2 cpscorr
		^{69}Ge	1104-1111 keV	2 cpscorr
		^{65}Zn	1112-1120 keV	3 cpscorr
		^{65}Zn K	1222-1228 keV	0,4 cpscorr
		^{205}Bi	1760-1768 keV	0,5 cpscorr
		^{28}Al	1774-1783 keV	0,6 cpscorr
		$n + p \rightarrow D$	2218-2228 keV	0,2 cpscorr
		^{24}Na	2748-2759 keV	0,2 cpscorr
		^{12}C	4375-4525 keV	0,2 cpscorr
		^{16}O	6124-6140 keV	0,04 cpscorr
		^{56}Fe	7615-7660 keV	0,1 cpscorr
		BME 511	multiples cassés dans la bande 506-516 keV	10 cpscorr

(suite page suivante...)

TAB. 3.4: (suite)

Catégorie		Traceur	Description du traceur	Moyenne
	Bandes continues	< 511	bande adjacente 500-505 keV	1 cpscorr
		BME < 511	multiples cassés dans la bande 500-505 keV BME	0,7 cpscorr
		< ²⁶ Al	bande adjacente 1790-1802 keV	0,3 cpscorr
		> 511	bande adjacente 525-545 keV	5 cpscorr
		BME > 511	multiples cassés dans la bande 525-545 keV BME	2 cpscorr
		> ²⁶ Al	bande adjacente 1815-1827 keV	0,3 cpscorr
		temps mort	fraction moyenne de temps mort [-]	0,12

Corrélations entre traceurs Afin de choisir entre tous les traceurs disponibles, une étude des corrélations est nécessaire. De nombreux tests statistiques pourraient être employés [Bevington et Keith Robinson 2002] mais l'analyse des coefficients de la matrice de corrélation des traceurs permet déjà de tirer des conclusions :

- les paramètres relatifs au satellite (date, température, attitude) ne montrent pas de corrélations évidentes avec les autres indicateurs ;
- par contre, la plupart des taux de comptage sont au moins partiellement corrélés entre eux, ce qui paraît naturel puisque toutes les composantes du bruit de fond instrumental proviennent de l'activation des matériaux passifs présents à bord.

L'importance de ces corrélations diffère selon que l'on s'intéresse aux données des périodes «calmes», «solaires» ou «ceintures».

Analyse en Composantes Principales Un outil intéressant pour visualiser les corrélations entre traceurs, ou entre un traceur et le comptage à modéliser, est l'«Analyse en Composantes Principales» (ACP ou PCA) ou encore la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD) [Press *et al.* 2002]. Cette méthode statistique consiste à compresser les variables initiales en les remplaçant par un nombre généralement plus restreint de nouvelles variables, orthogonales entre elles, constituées de combinaisons linéaires des premières. Cette transformation est effectuée de façon à ce qu'un nombre minimal de nouvelles variables rende compte d'une fraction maximale de l'information contenue dans le jeu de données initial. Elle est illustrée dans la figure 3.9 qui correspond à la PCA de huit comptages, dont celui de la raie à 511 keV : les valeurs principales indiquent l'importance relative de chaque composante et les vecteurs propres l'expression des nouvelles composantes en fonction des anciennes. Cette méthode peut être employée dans différents buts :

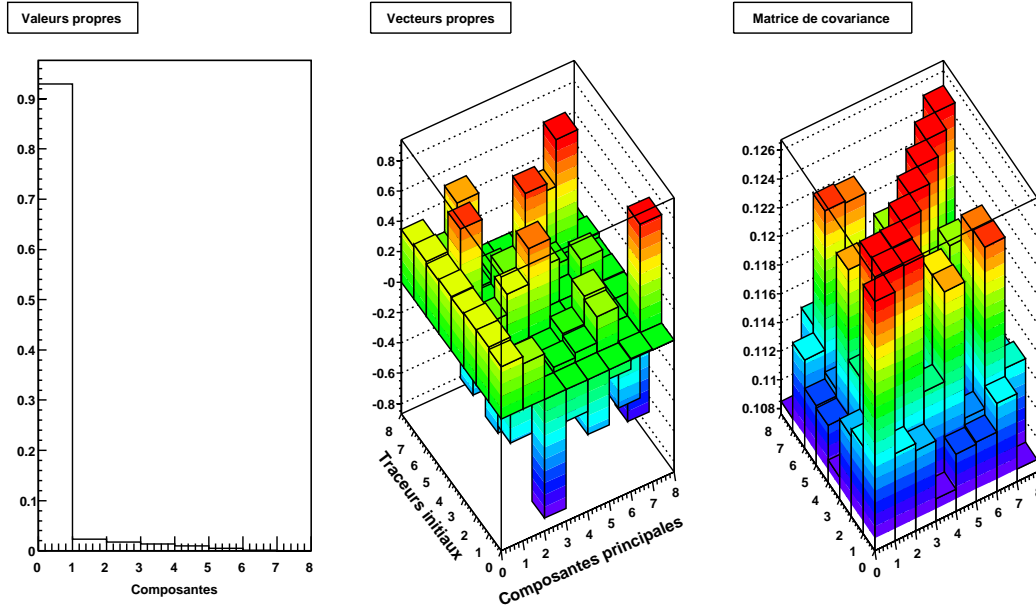


FIG. 3.9: Analyse en composantes principales de huit taux de comptages dans les données hors-centre Galactique du jeu «calme» : le comptage à 511 keV et les 7 traceurs listés dans le tableau 3.6. De gauche à droite : valeurs propres — la première composante représente plus de 90% de l’information —, vecteurs propres et matrice de covariance.

- simplement identifier les redondances entre traceurs, afin de réduire le choix de traceurs, sans les modifier ;
- remplacer les traceurs par des indicateurs indépendants entre eux (ce qui réduit les problèmes de sur-ajustement), en ne conservant que les premières composantes principales, celles qui présentent la valeur propre la plus élevée ;
- identifier les indicateurs les mieux corrélés au bruit de fond étudié.

Ainsi, le tableau 3.5 fournit, pour quelques groupes de traceurs bien particuliers, l’importance de la première composante lors d’une analyse en composantes principales. Il permet de constater que les comptages *Afee*, *AfeeSat* et *VetoSat* sont en permanence fortement corrélés *entre eux* tandis que d’autres, telles que les raies gamma, le sont surtout en périodes d’éruptions solaires. On constate également que la fraction de temps mort augmente avec le comptage du bouclier anti-coïncidences.

Par contre, le tableau 3.6 correspond à l’utilisation de la PCA pour rechercher les traceurs les plus corrélés *avec le comptage à 511 keV*, *e.g.* dans la bande où l’on cherche à modéliser le bruit de fond. Il indique que les traceurs les plus corrélés avec cette raie instrumentale sont sensiblement les mêmes en période calme et lors du passage des ceintures ; nous verrons par la suite que ces traceurs apparaîtront naturellement comme les meilleurs pour l’emploi d’un modèle multilinéaire. Cependant, la PCA ne constitue pas la panacée : de simples diagrammes de corrélation comme

TAB. 3.5: Utilisation de la PCA pour identifier les corrélations *entre traceurs*. Importance [%] de la première composante de l'analyse en composantes principales de divers groupes de traceurs, en fonction du jeu de données. Des scores importants reflètent de fortes corrélations entre les traceurs au sein du groupe. Voir texte.

Jeu de données Groupe de traceurs	«calme»	«solaire»	«ceintures»
Afee, AfeeSat, VetoSat	99,1	99,9	98,2
IREM (p de haute énergie)	93,5	99,99	99,66
Temps mort et ACS	99,6	98,6	99,4
IREM (p et e^- de basse énergie)	75,4	98,9	76,1
Raies D, ^{12}C , ^{16}O	-	98,9	-
Raies du ^{69}Ge et du ^{65}Zn	-	98,4	-
Autres raies instrumentales	64,0	96,0	62,0

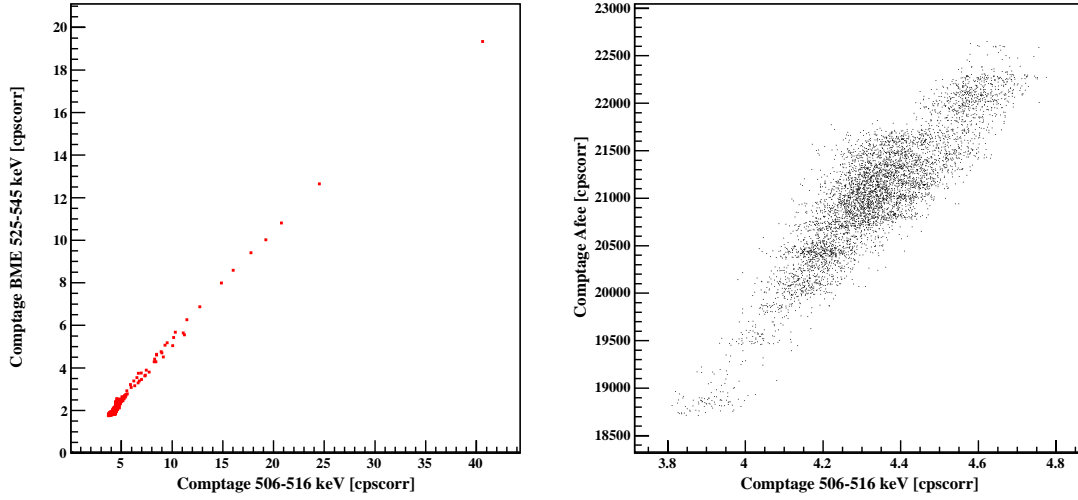
TAB. 3.6: Traceurs les plus corrélés avec le comptage de bruit de fond dans la bande 506-516 keV autour de la raie d'annihilation électron-positon, en fonction du jeu de données. La valeur propre de la première composante principale est donnée.

Jeu	Traceurs les plus corrélés au comptage à 511 keV	PCA
«calme»	Afee, AfeeSat, AfeeNVeto, Psac, ^{75}mGe , ^{71}mGe , > 511	95,6%
«solaire»	BME<511, BME>511, $> ^{26}\text{Al}$	99,4%
«ceintures»	Afee, AfeeSat, VetoSat, ^{75}mGe , ^{67}GaK , ^{69}mZn , ^{71}mGe , ^{44}mSc , BME<511, BME>511, ^{69}GeK	80,0%

ceux de la Fig. 3.10 montrent que la forte corrélation entre le 511 keV et les multiples cassés dans les bandes continues adjacentes concernent en fait une minorité de pointages présentant des valeurs extrêmes.

Une généralisation de l'ACP aux transformations non-linéaires existe : l'Analyse en Composantes Curvilignes (ACC) [Demartines et Herault 1997], mais dans notre cas elle n'a pas permis de révéler de relation cachée entre traceurs.

Préparation des traceurs Avant d'être injectés dans le modèle, les traceurs choisis seront systématiquement *centrés* par rapport à leur moyenne et réduits, *normalisés*. Par ailleurs, plutôt que les traceurs bruts, on pourra choisir comme entrées les composantes les plus significatives de leur transformation par ACP.



3.10.a: Jeu «solaire» : 511 keV et multiples cassés adjacents.

3.10.b: Jeu «calme» : 511 keV et Afee.

FIG. 3.10: Diagrammes de corrélation. Dans le jeu «solaire», une corrélation apparaît entre le comptage dans la raie 511 keV et le comptage des multiples cassés au-dessus de la raie mais elle ne concerne qu'un nombre limité de pointés. Dans le jeu calme, comptage dans la raie et comptage Afee sont fortement corrélés.

3.5 Critères de qualité

Critère minimisé La statistique du χ^2 de Pearson [Lucy 2000] sera employée à la fois comme critère à optimiser pour deux des trois méthodes de modélisation, et comme critère de qualité pour les trois méthodes. Supposant des fluctuations gaussiennes, elle est adaptée aux cas où les taux de comptage ne sont pas trop faibles.

Les algorithmes d'apprentissage des méthodes linéaire et bayésienne minimiseront donc le chi carré du jeu d'apprentissage, somme quadratique des erreurs entre estimation $\hat{\mathbf{y}}$ et valeur réelle \mathbf{y} du bruit de fond, pondérée par la variance σ^2 :

$$\epsilon(\vec{w}) = \chi_l^2(\vec{w}) = \sum_{\text{pointés } p} \left[\frac{y_p - \hat{y}_p(x_p^1, \dots, x_p^T; \vec{w})}{\sigma_p} \right]^2. \quad (3.2)$$

En tant que critère de qualité a posteriori, c'est aussi bien le chi carré du jeu d'apprentissage χ_l^2 (*learning*) que celui du jeu de validation χ_v^2 qui serviront.

Test de Fisher-Snedecor Le test de Fisher (*F test*) permet de juger rapidement si l'ajout d'un traceur à une combinaison est justifié, apporte une amélioration significative du modèle. Étant donné deux variables indépendantes obéissant à la distribution du χ^2 , le rapport de leurs chi carrés réduits obéit en effet à la distribution de Fisher \mathcal{F} . Si un modèle à n paramètres

conduit sur un jeu de N pointés à un chi carré de χ_1^2 , on peut tester l'apport d'un paramètre supplémentaire qui mène à un chi carré de χ_2^2 en calculant le rapport :

$$F = \frac{\chi_1^2 - \chi_2^2}{\chi_2^2(N - n - 1)} \quad (3.3)$$

qui suit $\mathcal{F}(1; N - n - 1)$, dont les tables de probabilité permettent d'estimer si l'ajout d'un nouveau terme était pertinent. Les incertitudes relatives sur les coefficients \vec{w} permettent également d'évaluer si un traceur influe significativement sur le modèle de fond.

Stratégie de test L'idéal pour déterminer le meilleur modèle de fond serait de tester, pour chacune des trois méthodes, l'ensemble des combinaisons de traceurs possibles. Cette approche systématique est à la rigueur envisageable pour la méthode linéaire, peu exigeante en temps de calcul, mais pas pour les deux autres méthodes pour lesquelles la stratégie de test devra être plus intelligente : ajout progressif de traceurs avec arrêt lorsque le critère de qualité cesse de s'améliorer, ou au contraire méthode descendante étudiant l'effet de la suppression d'un traceur...

Risque de sur-ajustement En augmentant le nombre de variables et la flexibilité du modèle – par exemple en autorisant les non-linéarités — on prend le risque d'obtenir de l'*over-fitting* : sur la base du critère calculé à partir du jeu d'apprentissage, les performances du modèle sont sur-évaluées et une évaluation du même modèle sur un second jeu de données permet de constater que les capacités prédictives du modèle ont été détériorées par une prise en compte trop précise des détails du premier jeu. Des techniques existent pour constater voire éviter ce sur-ajustement [Efron 1982, chap. 7] : validation croisée, méthodes du bootstrap et du jackknife mais elles engendrent du temps de calcul supplémentaire. Il est également possible de modifier le critère d'erreur en pénalisant l'augmentation du nombre de variables : voir en particulier les «critères d'information» d'Akaike (AIC) et de Baye (BIC) [Ungar *et al.* 2005]. La combinaison de traceurs présentant une forte corrélation favorise cet overfitting, d'où l'intérêt de l'ACP qui fournit des indicateurs orthogonaux.

En pratique, nous avons effectué une validation croisée basée sur deux jeux de données obtenus en prélevant, dans les champs vides, un point sur deux. Ce choix, qui vise à disposer de jeux représentatifs d'une même population, est contestable. Dans la même optique, on peut lui préférer un découpage par sous-échantillonnage aléatoire. Mais surtout, ce choix ne correspond pas aux conditions réelles d'utilisation des modèles, où champ vide d'apprentissage et jeu de données final sont de tailles différentes, avec des pointages répartis irrégulièrement dans le temps, «clusterisés».

3.6 Modèle linéaire

Du fait de sa simplicité et de ses bonnes performances, le modèle de bruit de fond (multi-)linéaire est le plus utilisé dans la communauté SPI. Pour l'imagerie des sources compactes à basse énergie, un seul traceur (voire zéro) suffit, généralement **AfeeSat**, le compteur des événements Germanium saturants. Pour l'étude de l'émission diffuse dans les raies nucléaires, deux ou trois indicateurs sont utilisés : **AfeeSat** et **Psac** la plupart du temps [Teegarden *et al.* 2004], la raie du ^{65}Zn et les multiples cassés également. Notre but ici est de discuter du nombre optimal de traceurs, de confirmer quels sont les meilleurs et de déterminer si, avec un tel modèle linéaire, les données correspondant aux périodes actives (activité solaire ou traversée des ceintures) peuvent être conservées.

3.6.1 Description

La relation 3.1 entre traceurs et sortie du modèle est dans ce cas une simple fonction multi-linéaire, dotée d'un terme constant :

$$\vec{y} = w_0 + w_1 x^1 + \dots + w_T x^T. \quad (3.4)$$

Les coefficients \vec{w} sont déterminés par minimisation du χ^2_l du jeu d'entraînement via l'algorithme du gradient conjugué implémentée dans la librairie Minuit de l'environnement ROOT du CERN. Une fois ces coefficients optimisés, la loi peut être appliquée aux entrées du champ vide de validation ou d'une observation pointée afin de prédire le bruit de fond.

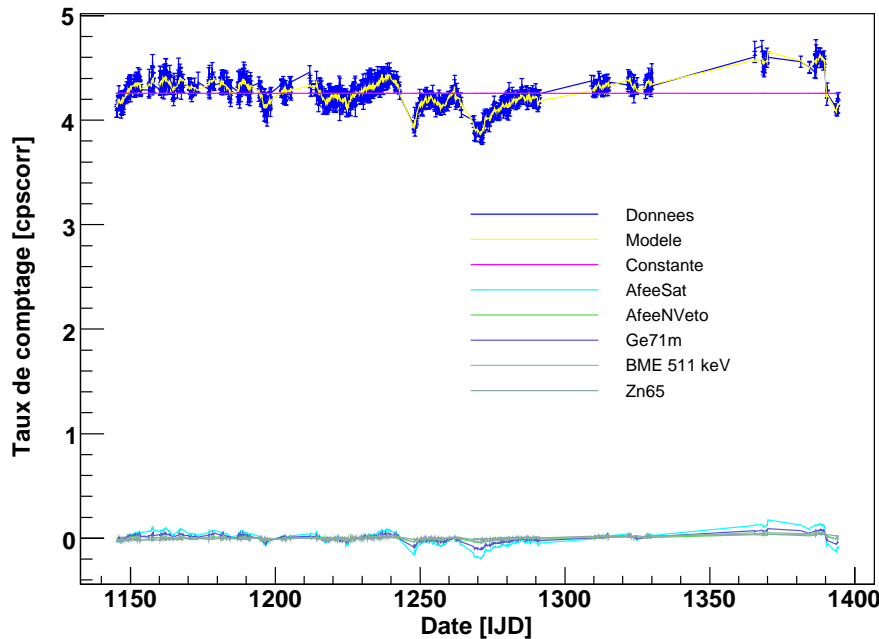


FIG. 3.11: Ajustement au comptage à 511 keV du jeu d'apprentissage «calme» d'un modèle de bruit de fond multi-linéaire. Le modèle est composé d'une constante et de la somme pondérée de 5 traceurs centrés et réduits.

3.6.2 Performances

Performances en périodes calmes Le modèle linéaire a d'abord été testé sur les données épurées. Afin de déterminer le *nombre* optimal de traceurs à combiner et *lesquels*, des tests *quasi*-systématiques ont été effectués. Chaque traceur a d'abord été utilisé seul avec apprentissage sur une moitié du champ vide disponible et validation sur l'autre. Seuls les meilleurs de ces traceurs individuels ont été conservés, afin de les coupler avec tous les indicateurs exclus et de déterminer les meilleurs couples, et ainsi de suite : ce processus itératif a été poursuivi tant que le critère de qualité continuait à s'améliorer.

TAB. 3.7: Résultats d'une recherche quasi-systématique des meilleures combinaisons de traceurs vis-à-vis de la méthode linéaire de modélisation du bruit de fond lors des périodes *calmes*. Pour chaque taille de combinaison, de 1 à 5, les meilleures combinaisons obtenues sont données : le symbole † indique une combinaison obtenue via un tri sur le χ^2 réduit du jeu de validation $\chi_v^2/\text{d.d.l.}$, au lieu du tri par défaut effectué sur le χ^2 réduit du jeu d'apprentissage $\chi_l^2/\text{d.d.l.}$. La performance du modèle n'utilisant que la première composante principale de tous les comptages est également montrée.

Traceurs			$\chi^2_{\text{I}}/\text{d.d.l.}$	$\chi^2_{\text{v}}/\text{d.d.l.}$
Nb	Combinaison			
1	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,342	1,455
	Afee		1,381	1,435
	AfeeSat		1,438	1,509
	PSAC		1,662	1,666
	$^{75\text{m}}\text{Ge}$		1,726	1,522
	1 ^{re} composante principale		1,212	1,180
2	Afee	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	1,140	1,124
	AfeeSat	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	1,140	1,131
	Afee	511 BME	1,142	1,141
	AfeeSat	511 BME	1,149	1,158
	Afee	^{65}Zn	1,153	1,132

(suite page suivante)

TAB. 3.7: (suite)

Traceurs						$\chi^2_{\text{I}}/\text{d.d.l.}$	$\chi^2_{\text{V}}/\text{d.d.l.}$
Nb	Combinaison						
3	Afee	^{65}Zn	$^{71\text{m}}\text{Ge}$			1,116	1,126
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{71\text{m}}\text{Ge}$			1,118	1,133
	AfeeSat	511 BME	AfeeNVeto			1,119	1,142
	Afee	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME			1,120	1,106
	AfeeSat	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME			1,120	1,112
	Afee	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$			1,125 [†]	1,100
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$			1,123 [†]	1,105
	Afee	^{65}Zn	511 BME			1,127 [†]	1,112
4	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	AfeeNVeto		1,103	1,108
	Afee	^{65}Zn	511 BME	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,104	1,112
	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,105	1,118
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,106	1,110
	Afee	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,106	1,107
	Afee	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME		1,117 [†]	1,096
5	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	AfeeNVeto	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,094	1,109
	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	AfeeNVeto	VetoSat	1,097	1,113
	Afee	^{65}Zn	511 BME	AfeeNVeto	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,098	1,108
	AfeeSat	^{58}Co	511 BME	AfeeNVeto	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,098	1,121
	Afee	^{65}Zn	511 BME	$^{69\text{m}}\text{Zn}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,099	1,120
	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	$^{69\text{m}}\text{Zn}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,099	1,126
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	$^{69\text{m}}\text{Zn}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,099	1,117
	Afee	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME	^{69}Ge	1,116 [†]	1,094
	Afee	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME	^{67}KGa	1,117 [†]	1,095

Les résultats de ces tests sont présentés dans les tableaux 3.7 et 3.8. Le critère de classification a d'abord été le χ^2 de la base d'apprentissage : des combinaisons de plus de 16 traceurs ont ainsi pu être formées avec un critère décroissant jusqu'à $\chi^2_I/d.d.l. = 1,076$. Même pour une telle combinaison, la déviation standard des résidus (0,049 cpscorr) reste supérieure à l'écart-type des données ($\sim 0,042$ cpscorr), suggérant un potentiel d'amélioration du modèle.

Cependant, le test de Fisher (Tab. 3.8) montre qu'au-delà de 5 traceurs, l'amélioration du χ^2 apportée par l'ajout d'un traceur n'est pas significative : par exemple, il indique une probabilité de Fisher de 2,4% pour que l'ajout d'un 6^e terme soit non-pertinent. Par ailleurs, ces

TAB. 3.8: Détails du Tab. 3.7 : influence du nombre de traceurs combinés. Le chi carré du jeu d'apprentissage χ_l^2 permet de calculer la probabilité dite de Fisher que l'amélioration apportée par le terme additionnel soit justifiée ; la significativité des paramètres, rapport de leur valeur à leur déviation standard, permet également de juger de l'importance de chaque traceur dans le modèle. Comme le montre la probabilité de Fisher, au-delà de 5 traceurs, il est inutile de rajouter des termes : la diminution du chi carré d'apprentissage ne traduit pas une amélioration réelle du modèle, les termes additionnels ont une significativité inférieure à 3. Il n'y a pas de sur-apprentissage marqué : chi carrés des jeux d'apprentissage et de validation ne diffèrent pas fortement.

Nombre de traceurs	$\chi_l^2/\text{d.d.l.}$	Prob. de Fisher	Significativité des paramètres	$\chi_v^2/\text{d.d.l.}$
1	1,342	-	109	1,455
2	1,140	0,0	28 ; 18	1,124
3	1,116	$5,4 \cdot 10^{-8}$	16 ; 7 ; 7	1,126
4	1,103	$3,0 \cdot 10^{-5}$	25 ; 6 ; 5 ; 4	1,108
5	1,094	$5,4 \cdot 10^{-4}$	8 ; 5 ; 4 ; 4 ; 4	1,109
6	1,091	$2,4 \cdot 10^{-2}$	8 ; 4 ; 4 ; 4 ; 3 ; 2	1,110
7	1,087	$1,8 \cdot 10^{-2}$	6 ; 4 ; 4 ; 3 ; 3 ; 3 ; 3	1,121
8	1,084	$3,1 \cdot 10^{-2}$	5 ; 3 ; 3 ; 3 ; 3 ; 3 ; 2 ; 2	1,117
9	1,083	$6,5 \cdot 10^{-2}$	5 ; 3 ; 3 ; 3 ; 2 ; 2 ; 2 ; 2 ; 2	1,119
10	1,081	$9,2 \cdot 10^{-2}$	5 ; 3 ; 3 ; 3 ; 2 ; 2 ; 2 ; 2 ; 2 ; 2	1,121

améliorations sont artificielles vu que l'ajout de nouveaux termes se traduit par une détérioration de l'adéquation du modèle à la base de validation : il y a sur-ajustement. Enfin, certains coefficients ont une significativité (rapport valeur/erreur) inférieure à 3 sigmas.

Une seconde batterie de tests avec classement en fonction du χ^2 réduit du jeu de validation permet de conclure à l'inutilité de combiner plus de 5 traceurs : l'algorithme de test s'arrête faute d'amélioration. De nouvelles combinaisons de traceurs sont ainsi mises à jour (†) tandis que des traceurs jugés intéressants d'après les premiers tests, tels que **AfeeNVeto**, sont exclus.

En ce qui concerne l'analyse en composantes principales, remplacer les traceurs par toutes leurs composantes orthogonales est sans intérêt pour un modèle linéaire. Par contre, s'en servir pour réduire le nombre de traceurs en maximisant l'information aurait pu s'avérer efficace : ce n'est le cas que pour le modèle à un traceur, où il vaut mieux utiliser en tant que traceur unique la composante principale de l'ensemble des traceurs. Par contre, pour le modèle à deux traceurs, mieux vaut sélectionner «manuellement» deux traceurs.

Pour ce qui est de l'identité des meilleurs traceurs, nos tests confirment l'importance des comptages Ge saturants (**AfeeSat**) et de la raie du ^{65}Zn pour le bruit de fond à 511 keV. Les multiples cassés dans la raie (**BME 511 keV**) apportent aussi une amélioration des modèles.

Les raies du Germanium semblent également utiles mais leur localisation à basse énergie rend possible une contamination du traceur par l'émission continue des sources compactes. La plupart des analyses des observations du spectromètre utilisent 2 ou 3 traceurs ; il peut être utile d'aller jusqu'à 5.

Performances en périodes d'activité solaire En définissant des jeux de données en fonction de la météo spatiale au paragraphe 3.3, notre motivation était de déterminer si il était possible, afin de profiter du maximum de données, d'inclure de brefs épisodes d'activité solaire dans les jeux «normaux», qu'il s'agisse des champs vides d'apprentissage ou des jeux finaux. À cette fin, nous avons ajusté le modèle linéaire à un jeu d'entraînement incluant successivement des données «calmes», des données d'éruptions solaires ou les deux, et l'avons validé sur un second jeu analogue.

Comme on pouvait s'y attendre, il s'avère tout d'abord qu'un modèle linéaire entraîné avec des données purement de type calme est incapable d'extrapoler pour prédire correctement le bruit de fond d'une période plus active : de larges valeurs du χ^2_v sont obtenues. Néanmoins, il est tout-de-même possible d'identifier quelques traceurs mieux adaptés à ces périodes : les comptages de multiples cassés dans les bandes continues adjacentes à la raie à 511 keV (BME<511 et BME>511), et certaines raies instrumentales (^{65}Zn , $^{65}\text{Zn } K$, ^{58}Co) mais, même avec ces traceurs, aucun des modèles obtenus n'est satisfaisant.

Qu'en est-il si l'apprentissage se fait déjà sur des périodes actives ? L'ajustement du modèle est possible, conduisant à un χ^2 réduit $\chi^2_i/d.d.l. = 1,856$ si l'on combine tous les traceurs, mais la validation sur un deuxième jeu solaire indique, avec $\chi^2_v/d.d.l. \gtrsim 10$, du sur-ajustement. Une sélection des traceurs basée sur un compromis entre apprentissage et validation conduit à des combinaisons de ~ 15 traceurs et des chi carrés réduits de l'ordre de 2 (Tab. 3.9).

La réponse à notre question initiale, à savoir «est-il possible de prédire le bruit de fond d'une période active ?», est donc négative pour le modèle linéaire. Il est également intéressant de voir comment la prédiction d'une période calme se détériore suite à la contamination du champ vide d'entraînement par des pointages de périodes actives. En utilisant un jeu d'entraînement mixte, on montre que le critère de qualité du jeu de validation est fortement dégradé. Cela souligne l'importance des étapes de nettoyage et de sélection des données présentées plus tôt.

Performances lors des entrées et sorties des ceintures de radiation Il ressort de nos tests que l'inclusion de pointages correspondant au début ou à la fin de la traversée des ceintures de rayonnement dans un jeu d'entraînement, n'altère pas considérablement la qualité d'ajustement du modèle, même si cela conduit à des valeurs de chi carré légèrement plus élevées. Par contre, comme pour les sursauts solaires, le modèle obtenu est incapable d'extrapoler pour prédire les comptages correspondant au passage des ceintures.

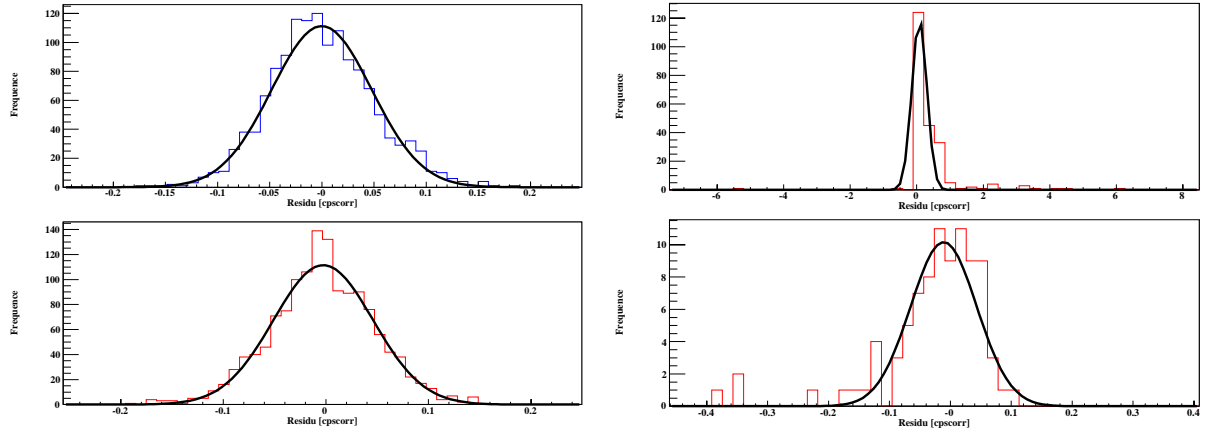


FIG. 3.12: Histogrammes des résidus : comparaison des performances d'un même modèle linéaire sur trois jeux de validation différents. En haut à gauche : résidus après ajustement du modèle à 5 traceurs sur un jeu d'apprentissage «calme». Puis de gauche à droite : performances de ce modèle sur des jeux de validations en périodes de sursauts solaires, «calmes», et de passage des ceintures. Le modèle est uniquement adapté aux périodes calmes — histogramme de moyenne nulle et d'écart-type réduit.

TAB. 3.9: Capacité du modèle multilinéaire à prédire le bruit de fond pour chaque catégorie de données : périodes «normales», périodes d'activité solaire, entrées et sorties des ceintures. Pour chaque paire jeu d'apprentissage-jeu de validation, la table donne les chi carrés réduits associés à la combinaison de traceurs conduisant au meilleur résultats *vis-à-vis du jeu de validation*. Aucune combinaison n'apparaît apte à prédire le bruit en période de sursauts. L'inclusion de données correspondant au passage des ceintures dans un jeu d'apprentissage ne conduit qu'à une légère détérioration des performances du modèle.

Jeux de données		$\chi^2_I/\text{d.d.l.}$	$\chi^2_V/\text{d.d.l.}$
Apprentissage	Validation		
calme	calme	1,114	1,093
calme + solaire	calme	10,447	1,156
calme + ceintures	calme	1,170	1,085
calme	solaire	3,920	9,451
solaire	solaire	2,624	2,349
calme + solaire	solaire	1,726	2,342
calme	ceintures	1,140	1,042
calme + ceintures	ceintures	1,152	1,029
ceintures	ceintures	1,126	0,896

Une classification des traceurs basée sur cette aptitude à prédire correctement ces comptages met en valeur le rôle des électrons de plus de 500 keV ($e > 0,5$) et de la raie du ^{71}Ge , rôle déjà suggéré par les analyses en composantes principales (Tab. 3.6). À l’opposé, certains traceurs utiles au traitement des périodes calmes sont exclus dès lors que l’on utilise des données ceintures : c’est le cas de **AfeeNVeto**, le comptage global des événements Germanium sans veto.

Ainsi, contrairement aux données dites solaires, les données d’entrée et sortie des ceintures peuvent éventuellement être conservées, le bruit de fond correspondant étant relativement bien tracé et reproductible. Mais mélanger ces données aux données calmes est délicat dans la mesure où les meilleurs traceurs diffèrent pour les deux catégories ; le faible gain lié au temps d’observation supplémentaire ne compense pas la dégradation constatée au niveau du bruit de fond des périodes calmes.

Synthèse La table 3.9 résume les performances du bruit de fond du modèle linéaire en fonction du type de données. Inclure des données de périodes actives (activité solaire ou passages ceintures) dans un jeu calme n’est pas possible avec ce modèle linéaire : elles limitent la qualité de l’entraînement et, comme l’illustrent les histogrammes de résidus de la Fig. 3.12, ne peuvent être correctement extrapolées. Champs vides et observations scientifiques doivent donc tous deux être nettoyés avec attention.

3.7 Réseau de neurones direct à trois couches

Le modèle de régression linéaire ordinaire que nous venons de décrire est adapté aux situations où la relation entre le taux de comptage de bruit de fond et ses traceurs est linéaire. Or tel n'est pas forcément le cas : les phénomènes de décroissance des isotopes radioactifs suggèrent notamment des relations exponentielles. Par ailleurs, nous avons constaté ses faibles capacités d'extrapolation de valeurs absentes de sa base d'entraînement.

Dès lors, il est naturel de s'intéresser à des méthodes plus complexes, autorisant des lois non-linéaires. Avec François Tola [Tola 2005], je me suis intéressé à deux modèles non-linéaires situés à la frontière des statistiques et de l'intelligence artificielle, qui permettent d'introduire ce type de non-linéarités sans que sa forme analytique ne soit connue à l'avance :

- un réseau de neurones «direct à trois couches» classique ;
- un réseau (pseudo-)neuronal probabiliste, dit «modèle bayésien».

3.7.1 Description

Introduction Le «réseau de neurones artificiels (en anglais *artificial neural network*) direct à trois couches» (*three-layer feedforward*) est une des techniques à apprentissage les plus répandues. J'en présenterai rapidement ici les principales caractéristiques ; pour plus de détails le lecteur curieux pourra se référer aux ouvrages de Masters [1993, 1995].

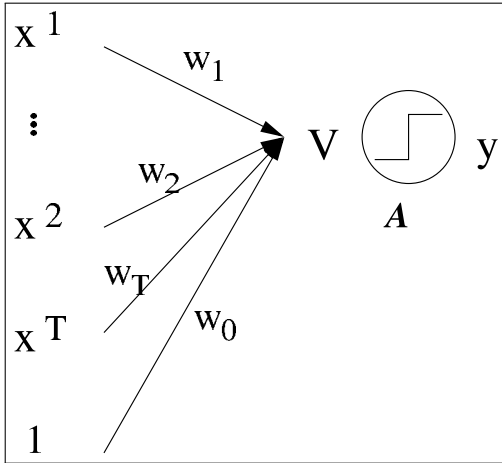


FIG. 3.13: Schéma d'un neurone formel. La sortie y résulte de l'application de la fonction d'activation \mathcal{A} au potentiel du neurone, somme des entrées x^i pondérée par leurs coefficients synaptiques w_i .

Qu'est-ce qu'un réseau de neurones ? Il s'agit d'un modèle de calcul inspiré des neurones biologiques disposant d'un mécanisme d'optimisation par apprentissage. Il est constitué de neurones «formels» (Fig. 3.13), cellules dotées d'entrées multiples x^1, \dots, x^T , équivalent des *dendrites* biologiques, et d'une sortie unique \hat{y} , équivalent de l'*axone*. Chaque entrée x^i se voit attribuer un poids ou *coefficient synaptique* w_i . La valeur \hat{y} de la sortie dépend du *potentiel* V du neurone, somme des entrées pondérées par les coefficients synaptiques. La relation entre le potentiel et la sortie est décrite par la *fonction d'activation* ou *fonction de seuillage* \mathcal{A} . Par

ailleurs, certains neurones sont dotés d'une entrée fictive constante x^0 permettant d'introduire un biais w_0 (le *seuil* du neurone) :

$$y(x^1, \dots, x^T) = \mathcal{A}(V) = \mathcal{A} \left(w_0 + \sum_i w_i x^i \right). \quad (3.5)$$

Structure du réseau Un réseau de neurones comporte plusieurs couches de neurones formels : la couche d'entrée, la couche de sortie et une ou des couche(s) *cachées* intermédiaire(s). Les sorties des neurones d'une couche constituent les entrées des neurones de la couche suivante.

Nous avons employé un réseau *direct*, c'est-à-dire sans rétroaction, doté de trois couches, donc d'une seule couche cachée. Les traceurs — et un biais — constituent les entrées de la première couche et le bruit de fond la sortie de la dernière. Les neurones de la couche d'entrée sont hypothétiques dans la mesure où ils possèdent une seule entrée, le traceur ou le biais qui leur est associé, et qu'ils n'effectuent aucun traitement : ils lui appliquent simplement la fonction identité. La couche de sortie comportera un seul neurone. Pour terminer de définir la structure de notre réseau, il reste à choisir le nombre de neurones de la couche cachée et la fonction d'activation. Le principe de fonctionnement du réseau consiste ensuite à déterminer les coefficients synaptiques optimaux grâce à un jeu d'apprentissage. En l'absence de couche cachée et lorsque la fonction d'activation des sorties est l'identité, la méthode équivaut à une régression linéaire par les moindres carrés.

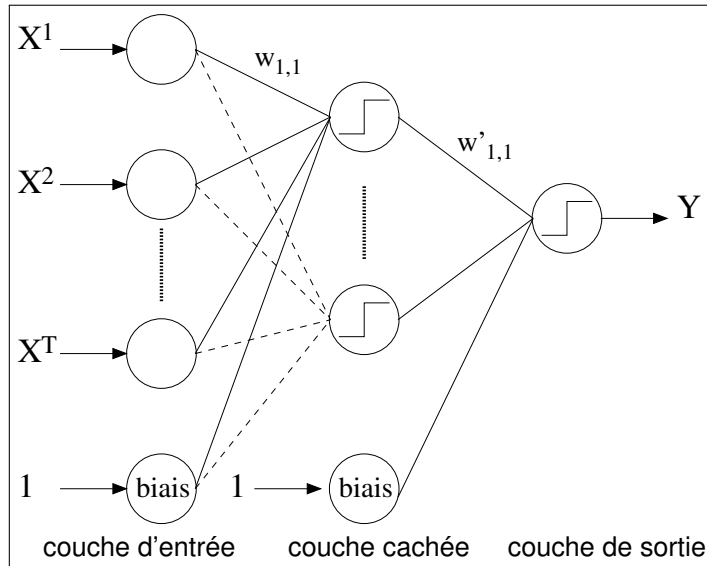


FIG. 3.14: Structure d'un réseau de neurones direct à trois couches.

Fonction d'activation La fonction d'activation est choisie parmi les fonctions sigmoïdes, c'est-à-dire en forme de sigma, qui transmettent «tout ou rien». Historiquement, c'est la fonction

Heaviside qui était utilisée mais on lui préfère des fonctions continues, infiniment dérivables et donc le calcul informatique de la dérivée est rapide. En pratique, on utilise en général la fonction logistique ou sigmoïde :

$$\mathcal{A}_1(V) = \frac{1}{1 + \exp(-V)} \quad \text{qui vérifie} \quad \mathcal{A}'_1(V) = \mathcal{A}_1(V)[1 - \mathcal{A}_1(V)], \quad (3.6)$$

ou la fonction tangente hyperbolique :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_2(V) = \tanh kV &= \frac{\exp(kV) - \exp(-kV)}{\exp(kV) + \exp(-kV)} \quad \text{avec} \quad k = 3/2 \\ \text{qui vérifie} \quad \mathcal{A}'_2(V) &= k(1 - [\mathcal{A}_2(V)]^2). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Ces deux fonctions sont bornées, à valeurs dans $] -1; 1[$. Du coup, la sortie du réseau, *i.e.* le comptage de bruit de fond, doit être mise à l'échelle ; les valeurs extrêmes ne pouvant être atteintes qu'asymptotiquement pour des activations qui annuleraient la dérivée première, l'intervalle des sorties est restreint au domaine $] -0,90; 0,90[$, afin d'éviter de bloquer l'apprentissage.

Algorithme Comme pour le modèle linéaire, le processus d'apprentissage vise à ajuster des paramètres libres \vec{w} de façon à minimiser un critère $\epsilon(\vec{w})$. Mais ici, le critère minimisé n'est pas le chi carré mais simplement l'écart quadratique moyen entre le bruit de fond réel et son estimateur* :

$$\epsilon(\vec{w}) = \sum_{\text{pointés } p} [y_p - \hat{y}_p(x_p^1, \dots, x_p^T; \vec{w})]^2. \quad (3.8)$$

Néanmoins, nous continuons à employer le chi carré pour juger des performances de la méthode.

L'algorithme utilisé pour cette minimisation combine la méthode globale du «*recuit simulé*» et celle du *gradient conjugué* [Press *et al.* 1992], la première servant, dans un premier temps, à initialiser correctement les poids et, dans un deuxième temps, à échapper à un éventuel minimum local vers lequel le gradient conjugué aurait convergé. Le gradient de l'erreur est calculé pour tous les poids par rétro-propagation, de la couche de sortie vers celle des entrées. Plusieurs itérations parcourant toute la base de données d'apprentissage sont nécessaires pour que l'erreur se stabilise ou descende en dessous d'un seuil imposé.

Nombre de neurones cachés Le choix du nombre de neurones dans la couche cachée est décisif. Trop de neurones cachés entraîne des effets de sur-ajustement : le réseau apprend des idiosyncrasies du champ vide utilisé pour l'apprentissage et devient inapte à estimer le fond du jeu de validation. En pratique, le nombre de neurones cachés doit être proche de la racine du nombre de traceurs.

*Les erreurs statistiques sur les comptages ne sont donc pas prises en compte.

3.7.2 Performances

Le processus d'apprentissage d'un réseau de neurones est considérablement plus long que celui du modèle linéaire. Du coup, toutes les combinaisons de traceurs ne peuvent être testées et une stratégie de tests différente doit être adoptée. Par ailleurs, chaque fois que le nombre de traceurs combinés augmente, le nombre de neurones dans la couche cachée et le nombre d'itérations à travers la base d'apprentissage doivent être calibrés pour assurer la convergence. Étant donnée la structure du réseau (Fig. 3.14), si n_h désigne le nombre de neurones cachés – biais exclu – et n_t le nombre de traceurs, le nombre de poids n_w à ajuster vaut :

$$n_w = \underbrace{(n_t + 1) \times n_h}_{\text{couche cachée}} + \underbrace{(n_h + 1) \times 1}_{\text{couche de sortie}}, \quad (3.9)$$

contre seulement $n_w = n_t + 1$ avec le modèle linéaire. En pratique, 2 neurones cachés sont suffisants pour des combinaisons de $n_t = 3$ traceurs, ce qui correspond à $n_w = 11$ variables, soit 7 de plus que pour le modèle linéaire. Pour le réseau à $n_t = 4$ traceurs, entre 2 et 3 neurones cachés ont été nécessaires, impliquant l'ajustement de $n_w = 13$ et $n_w = 19$ paramètres respectivement.

Les meilleures combinaisons de traceurs trouvées pour le modèle linéaire ont été testées avec le réseau de neurones. Des traceurs supplémentaires, inadaptés au modèle linéaire, tels que le temps écoulé depuis le début de la mission (**date**), la fraction de **temps mort** ou la **phase** orbitale, ont été ajoutés. L'accumulation et la désintégration des isotopes radioactifs jouant un rôle essentiel dans le bruit de fond, la **date** pourrait être utilisé, surtout si le réseau de neurones est à même de reconstituer des relations de type exponentiel. La phase orbitale, qui trace la position du satellite vis-à-vis des ceintures de radiation, pourrait favoriser la modélisation du fond dans le jeu de données «ceintures».

Performances durant les périodes calmes Les performances du réseau de neurones pour des données «normales» sont présentées dans la Table 3.10. Pour certaines combinaisons de 3 traceurs, les résultats sont légèrement meilleurs avec le réseau qu'avec le modèle linéaire, et inversement. L'utilisation de la **date** permet, avec seulement 3 traceurs, d'obtenir le même critère de qualité requérant au moins 6 traceurs lors d'une régression linéaire. Cependant, il faut garder à l'esprit que cette dernière configuration utilise 4 coefficients de moins.

À partir de 4 traceurs, aucun compromis satisfaisant entre ajustement des bases d'apprentissage et de validation n'a pu être trouvé, quel que soit le nombre de neurones cachés : des effets de sur-ajustement surviennent.

Performances durant les périodes actives Des tests similaires ont été conduits pour les jeux de données «sursauts solaires» et «ceintures» mais, comme pour la régression linéaire, aucune

combinaison de traceurs n'a permis une qualité de prédiction suffisante, même en utilisant la date, la phase orbitale ou la fraction de temps mort, contrairement à nos attentes initiales.

TAB. 3.10: Aptitude du réseau de neurones à prédire le bruit de fond d'un jeu de données en période «calme». Exemples de combinaisons de traceurs testées avec deux ou trois (†) neurones cachés : chi carrés réduits des jeux d'apprentissage et de validation.

Traceurs					$\chi^2_{\text{I}}/\text{d.d.l.}$	$\chi^2_{\text{V}}/\text{d.d.l.}$
Nb	Combinaison					
3	Afee	^{65}Zn	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,115	1,124
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,117	1,132
	AfeeSat	511 BME	AfeeNVeto		1,137	1,148
	Afee	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME		1,118	1,109
	AfeeSat	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	511 BME		1,134	1,117
	date	Afee	$^{71\text{m}}\text{Ge}$		1,099	1,113
	date	Afee	AfeeNVeto		1,109	1,110
4	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	AfeeNVeto	1,115	1,133
					1,100 [†]	1,121
	Afee	^{65}Zn	511 BME	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,103	1,114
					1,098	1,131
	AfeeSat	^{65}Zn	511 BME	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,105	1,122
					1,108	1,142
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,107	1,111
					1,105	1,126
	Afee	^{65}Zn	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	1,107	1,107
					1,118	1,122

Synthèse Dans quelques configurations précises, notre réseau de neurones a indéniablement permis d'améliorer la modélisation du bruit de fond par rapport à une simple régression linéaire mais ces gains ne compensent sans doute pas les contraintes liées à cette méthode. D'ailleurs, l'ajustement du nombre de neurones cachés et un temps d'apprentissage suffisant permettent théoriquement à un réseau de neurones de s'adapter à tout type de fonction, mais ces performances ne se retrouvent pas nécessairement lors de la validation sur un jeu de données différent de celui d'entraînement. Le principal défaut de cette méthode est le temps de calcul important qu'elle nécessite, qui fait que seul un nombre restreint de combinaisons de traceurs ont pu être testées. Ces travaux ne se veulent pas une conclusion définitive sur le sujet de l'utilisation des ré-

seaux de neurones avec SPI : des test supplémentaires, une modification de la structure du réseau ou du critère d'erreur – le remplacement de l'erreur quadratique par le chi carré – permettrait d'affiner notre conclusion.

3.8 Modèle bayésien

3.8.1 Description

Nous venons de voir que le principal inconvénient du réseau de neurones multi-couches (MLNN, pour *Multi-Layer Neural Network*) était sa lenteur. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes intéressés à une autre méthode non-linéaire : le réseau de neurones probabiliste (PNN) généralisé, approche bayésienne intermédiaire entre techniques neuronales et statistiques.

Développée par Specht [1990], cette méthode est une généralisation à la *prédiction* des variables *continues* – dans notre cas, un taux de comptage – du PNN initial, conçu pour la simple *classification* dans des classes *discrètes*. En plus d'un entraînement rapide, elle permet a priori de mieux gérer les pointés présentant des valeurs extrêmes. Cependant, nous allons voir que ses performances dépendent fortement de la représentativité de la base d'apprentissage.

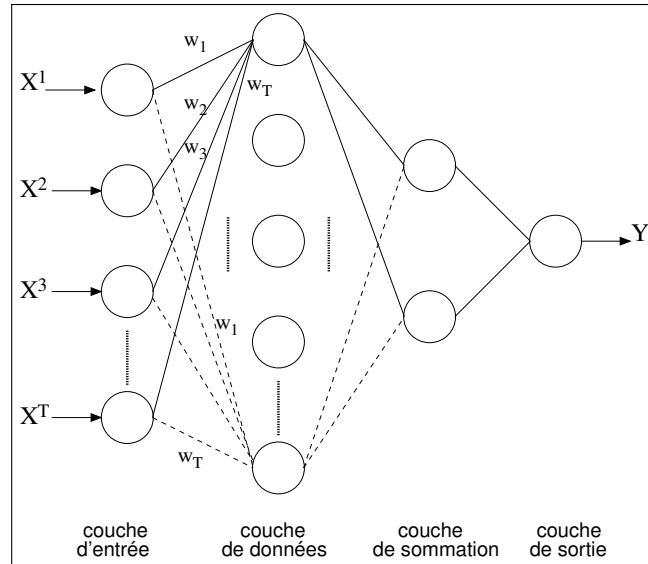


FIG. 3.15: Structure d'un réseau de régression bayésien.

Principe Comme pour la régression linéaire ordinaire, le critère à minimiser est à nouveau le chi carré, et plus l'erreur quadratique, mais la relation entre entrées (traceurs) et sortie (estimateur du bruit de fond) n'est plus linéaire.

La variable dépendante, \mathbf{y} , est liée à ses variables explicatives $\vec{\mathbf{x}}$ par une densité de probabilité conditionnelle inconnue. Mais il est possible de construire un estimateur \hat{y}_p de la valeur de \mathbf{y} pour un pointage p donné en approchant cette fonction de densité de probabilité par un *estimateur de Parzen* construit grâce aux valeurs connues du bruit de fond, issues de la base

d'apprentissage :

$$\hat{y}_p(\vec{x}; \vec{w}) = \frac{\sum_{\text{pointés } p'} y_{p'} \exp \{-\mathcal{D}(\vec{x}_p, \vec{x}_{p'}; \vec{w})\}}{\sum_{\text{pointés } p'} \exp \{-\mathcal{D}(\vec{x}_p, \vec{x}_{p'}; \vec{w})\}} , \quad (3.10)$$

où \mathcal{D} est une fonction multi-variable exprimant la distance entre les traceurs pour deux pointages donnés p et p' :

$$\mathcal{D}(\vec{x}_p, \vec{x}_{p'}; \vec{w}) = \sum_{\text{traceurs } t} \left(\frac{x_p^t - x_{p'}^t}{w_t} \right)^2 . \quad (3.11)$$

L'apprentissage consiste une fois de plus à ajuster les poids \vec{w} , chaque poids représentant l'importance d'un traceur, mais la particularité de cette méthode est que, une fois l'entraînement effectué, la base de données d'apprentissage est encore nécessaire afin d'évaluer la valeur de l'estimateur pour un pointé d'un autre jeu de données, via la relation 3.10. L'optimisation, qui utilise la méthode de Levenberg-Marquardt, a été mise en œuvre avec un algorithme simplifié ne nécessitant que les termes diagonaux de la matrice des dérivées secondes du critère minimisé.

Structure L'algorithme ci-dessus est aisément parallélisable, ce qui explique qu'il soit considéré comme appartenant à la famille des réseaux de neurones malgré l'absence de neurones formels et de fonction de seuillage. Un tel (pseudo-)réseau comporte 4 couches représentées Fig. 3.15 :

- la première couche reçoit le vecteur \vec{x}_p des variables explicatives (les traceurs) ;
- la deuxième comporte autant de (pseudo-)neurones qu'il y a de pointages dans la base d'apprentissage, le p' -ième neurone calculant la distance entre le vecteur \vec{x}_p présenté en entrée et le vecteur $\vec{x}_{p'}$ auquel il est associé, suivant l'Équ. 3.11 ;
- la troisième couche ne comporte que 2 cellules, qui effectuent les sommations figurant respectivement au numérateur et au dénominateur de l'Équ. 3.10 ;
- enfin, la couche de sortie reçoit ces deux informations et en effectue la division pour retourner l'estimateur \hat{y}_p .

3.8.2 Performances

Tout d'abord, le processus d'apprentissage est considérablement moins consommateur de temps de calcul pour ce réseau probabiliste que pour le réseau de neurones à trois couches. Des tests plus étendus ont donc pu être mis en œuvre.

Performances durant les périodes calmes Avec un nombre de paramètres n_w inférieur, à nombre de traceurs égal, à celui de la régression linéaire, ce modèle de régression bayésien parvient extrêmement bien à s'ajuster à une base d'apprentissage. Comme le montre la Table 3.11, des valeurs extrêmement basse du chi carré réduit minimisé $\chi_l^2/d.d.l.$ peuvent être atteintes avec

un nombre limité de traceurs. Hélas, des valeurs *trop* basses de ce critère correspondent à un modèle trop bien ajusté à la base, plus précis que ne l'autorise l'incertitude statistique sur les données. Lors de la phase de validation, le calcul des chi carrés réduits sur une base différente donne des valeurs plus élevées. Même en classant les combinaisons de traceurs testées en fonction de l'adaptation du modèle au jeu de validation, ce phénomène de sur-ajustement ne disparaît pas car les poids sont ajustés de telle manière qu'ils sont spécifiques de la base d'apprentissage. Néanmoins, les combinaisons de seulement un ou deux traceurs ne présentent pas cet *overlearning* et sont très intéressantes, en particulier le modèle basé sur la première composante principale de tous les traceurs disponibles.

TAB. 3.11: Performances du modèle de régression bayésienne pour un jeu de données en période «calme». Meilleures combinaisons de traceurs du point de vue du jeu d'apprentissage. À partir de 3 traceurs, l'optimisation du chi carré χ_l^2 du jeu d'apprentissage se fait au détriment de celui du jeu de validation χ_v^2 .

Traceurs				$\chi^2_{\text{I}}/\text{d.d.l.}$	$\chi^2_{\text{V}}/\text{d.d.l.}$
Nb	Combinaison				
1	$^{71\text{m}}\text{Ge}$			1,244	1,334
	Afee			1,248	1,304
	AfeeSat			1,282	1,352
	PSAC			1,488	1,512
	ACS			1,582	1,689
	1 ^{re} composante principale			1,183	1,173
2	AfeeSat	^{65}Zn		1,038	1,155
	Afee	^{65}Zn		1,046	1,143
	VetoSat	^{65}Zn		1,052	1,167
	Afee	$^{75\text{m}}\text{Ge}$		1,056	1,126
	AfeeSat	$^{75\text{m}}\text{Ge}$		1,059	1,133
	2 premières composantes ACP			1,086	1,157
3	VetoSat	^{65}Zn	>511	0,988	1,165
	AfeeSat	^{65}Zn	>511	0,990	1,161
	PSAC	^{65}Zn	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	0,990	1,180
	Afee	^{65}Zn	>511	0,993	1,152
	AfeeSat	^{65}Zn	$^{69\text{m}}\text{Zn}$	0,994	1,159
11	Meilleure combinaison de 11 traceurs			0,370	1,229

Correction du sur-apprentissage Quelques tentatives ont été faites pour corriger l'effet de sur-ajustement via des méthodes de bootstrap. À partir de la base d'apprentissage initiale, de multiples bases peuvent être générées par ré-échantillonnage aléatoire. Le réseau est ensuite adapté à chaque échantillon, fournissant à chaque fois des poids différents. Il est ensuite possible de calculer les prédictions de chaque réseau individuel pour le bruit de fond de la base de validation, puis de considérer le «réseau moyen» fictif dont la sortie correspond à la moyenne des sorties de tous les réseaux individuels : cette moyenne constitue un nouvel estimateur du bruit de fond de la base de validation qui ne souffre pas de la prise en compte des spécificités statistiques d'un échantillon d'apprentissage en particulier. La mise en œuvre de cette méthode de bootstrap a effectivement permis de supprimer partiellement le sur-ajustement, le réseau moyen se comportant mieux que les réseaux individuels.

Performances durant les périodes actives La méthode bayésienne visant à gérer les non-linéarités de la relation traceurs-bruit de fond, nous l'avons également testée sur les jeux de données «sursauts solaires» et «passages ceintures», particulièrement concernés. Le même phénomène d'*overlearning* se reproduit : une précision trop grande sur le jeu d'apprentissage se traduit par de mauvaises performances sur un jeu de données différent.

3.9 Synthèse

Ces travaux sur le bruit de fond comportaient deux objectifs distincts :

- l'optimisation du pré-traitement et de la sélection des données, visant à définir des critères aussi automatiques que possible de rejet des pointages trop bruités ;
- l'étude des méthodes de modélisation du bruit de fond, classiques et exotiques, et de la possibilité de réintégrer dans nos analyses des données aujourd'hui rejetées à cause de notre incapacité à modéliser correctement les conséquences sur le spectromètre SPI d'une éruption solaire ou du passage des ceintures de radiation. Cette préoccupation découlait notamment d'une observation de Vela effectuée suite au second appel d'offres d'*INTEGRAL* et rendue quasiment inutile par de multiples sursauts solaires.

Le premier objectif a été atteint puisque nous avons défini une méthodologie de nettoyage et de tri, que nous utilisons désormais régulièrement lors de l'arrivée de nouvelles données. Les critères numériques choisis ne nous exemptent pas d'effectuer des contrôles et de bâtir manuellement des listes de pointages à rejeter.

Concernant les méthodes de modélisation, la méthode linéaire a été testée avec succès dans de multiples configurations, mettant à jour les meilleurs traceurs et le nombre optimal de traceurs. Cependant, la modélisation du bruit durant les périodes actives n'a pas été obtenue

avec une confiance suffisante pour permettre la récupération de ces périodes. Certains points ont été abordés mais mériteraient d'être traités plus en détails, tels la redistribution entre les détecteurs Germanium d'un modèle de fond global obtenu en mode collimateur, ou la gestion des discontinuités du bruit de fond, liées par exemple à la défaillance d'un détecteur.

Notre tentative de prise en compte des non-linéarités du bruit de fond via deux nouvelles méthodes apparentées aux réseaux de neurones a permis de révéler quelques motifs intéressants. Le réseau de neurones direct à trois couches peut effectivement se montrer plus performant que la régression purement linéaire, mais il est handicapé par ses besoins en temps de calcul. Le réseau probabiliste présente lui une extraordinaire puissance d'ajustement aux données, mais une implémentation correcte requiert une gestion attentive des phénomènes de sur-ajustement et des bases de données d'apprentissage parfaitement représentatives des observations dont on cherche à prédire le bruit de fond.

En définitive, malgré l'attrait des méthodes non-linéaires, la simple régression linéaire restera sans doute notre modèle favori — c'est cette méthode que nous adopterons dans la suite de ce manuscrit —, d'autant plus que sa simplicité lui permet de s'intégrer aisément aux algorithmes d'imagerie et d'extraction de sources, notamment aux méthodes de *model fitting* où l'ajustement du niveau des sources et du bruit se fait en parallèle, alors que les réseaux tendent à faire de la modélisation du bruit de fond un goulot d'étranglement du processus d'analyse des données, en termes de temps de calcul, et à complexifier abusivement l'architecture des programmes. Néanmoins, cette conclusion un peu pessimiste doit être nuancée dans la mesure où une mise en œuvre plus étendue des techniques de *bootstrap* permettrait peut-être de mieux s'affranchir des problèmes d'*overlearning* et de tirer un plein profit du potentiel de la régression bayésienne. D'autant plus qu'au fur et à mesure que la mission *INTEGRAL* se prolonge, l'accumulation des données joue en faveur des méthodes à apprentissage, en permettant la constitution de bases de champs vides plus complètes.

3.10 Une application à la raie d'annihilation à 511 keV

En guise d'illustration des modèles de bruit de fond présentés ci-dessus, nous procédons ici à une première analyse des observations SPI de la raie à 511 keV dans le même cadre de travail, c'est-à-dire en procédant à la soustraction aux données d'un modèle de bruit de fond pré-déterminé à partir de champs vides. Cette méthode, qui utilise le spectromètre comme un collimateur, exclut toute imagerie de l'émission. Les enjeux scientifiques de l'étude de cette raie ainsi que son historique ne seront abordés qu'au chapitre suivant, où nous procéderons à une analyse plus fine utilisant la technique du *model fitting*, et basée sur des jeux de données plus complets.

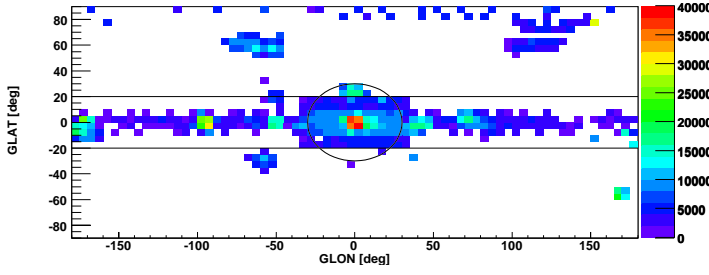


FIG. 3.16: Carte d'exposition [s] en coordonnées Galactiques du jeu de données : le champ vide sera d'abord constitué observations pointant à une distance angulaire θ_{GC} du centre Galactique supérieure à 30° , puis ensuite de ceux situés à plus de 20° du plan Galactique.

Jeux de données La figure 3.16 présente la carte d'exposition du jeu de données utilisé, qui totalise environ 12 Ms d'observations entre les orbites n° 43 et 138 d'*INTEGRAL*, avant la première perte d'un détecteur. Il s'agit de données classées dans les paragraphes précédents dans la catégorie dite «*calme*» : les épisodes d'activité solaire et les résidus de traversées des ceintures de radiation ont été exclus.

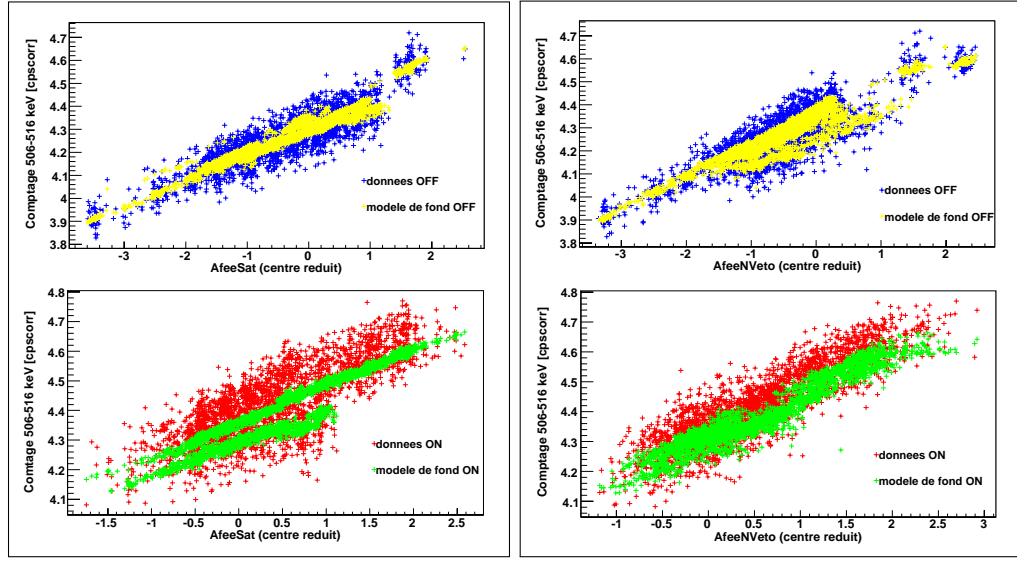
Notre but n'étant plus de valider une méthode de modélisation du fond mais de l'utiliser sur une observation réelle, nous n'utilisons désormais les champs vides que pour la base d'apprentissage. Notre jeu ON est constitué des pointages vers la région où une détection de la raie à 511 keV est attendue, soit principalement le centre Galactique et, dans une moindre mesure (Cf. §4.2), le plan Galactique. Comme évoqué dès le § 3.3.4, deux découpages ON/OFF des données ont été employés, définissant comme champs vides soit les pointages situés à une distance angulaire θ_{GC} du centre Galactique de plus de 30° , soit tous ceux situés à plus de 20° du plan en latitude.

Analyse de la raie dans la bande 506-516 keV Avant de procéder à une analyse spectrale, nous considérons une bande de largeur $\Delta E = 10$ keV autour de 511 keV et, pour modéliser le taux de comptage global de bruit de fond dans les 19 détecteurs Germanium dans cette bande d'énergie, nous utilisons la méthode de régression linéaire, avec une des combinaisons de 5 traceurs identifiées comme les meilleures dans le tableau 3.7 :

$$\hat{y}(p) = w_0 + w_1 \text{AfeeSat}(p) + w_2 \text{AfeeNVeto}(p) + w_3 {}^{71\text{m}}\text{Ge}(p) + w_4 \text{511 BME}(p) + w_5 {}^{65}\text{Zn}(p), \quad (3.12)$$

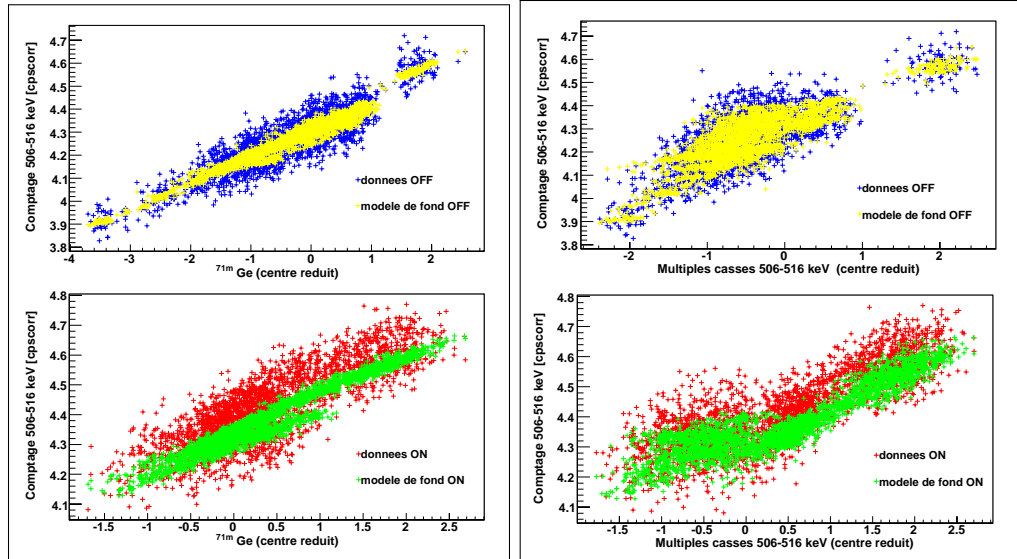
les compteurs d'événements Ge saturants et d'événements sans veto associés à deux raies instrumentales, du Germanium et du Zinc, ainsi qu'aux événements multiples cassés impliquant un dépôt individuel de 511 keV.

Une fois les coefficients w_0, \dots, w_5 ajustés grâce au jeu OFF, le modèle de bruit de fond est calculé pour le jeu ON — les nuages de corrélation entre la sortie du modèle et chaque entrée sont présentés Fig. 3.17 — et soustrait aux comptages bruts. Les taux de comptages résiduels représentent le signal astrophysique. Il peut être visualisé de multiples façons : les figures 3.18 et 3.19 sont des (pseudo-)images, en coordonnées Galactiques, des comptages résiduels moyens en

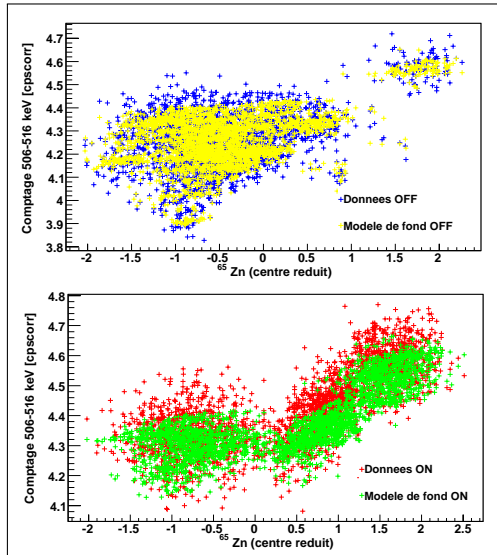


3.17.a: AfeeSat

3.17.b: AfeeNVeto

3.17.c: Germanium 71m

3.17.d: Multiples cassés



3.17.e: Zinc 65

FIG. 3.17: Modèle linéaire à 5 traceurs : corrélations entre chacun des 5 traceurs et le comptage à 511 keV ou son modèle de fond, pour le jeu d'apprentissage (pointages hors centre Galactique) et l'observation du centre.

fonction de la direction de pointage du spectromètre. Chaque figure correspond à une des deux configurations ON/OFF considérées, avec en haut les résidus dans le champ vide d'apprentissage, en bas le signal dans l'observation pointée. Il s'agit d'images *dans l'espace des données* et des détecteurs, et non d'images du ciel déconvoluées ; elles permettent cependant de confirmer que la raie à 511 keV est détectée au centre Galactique.

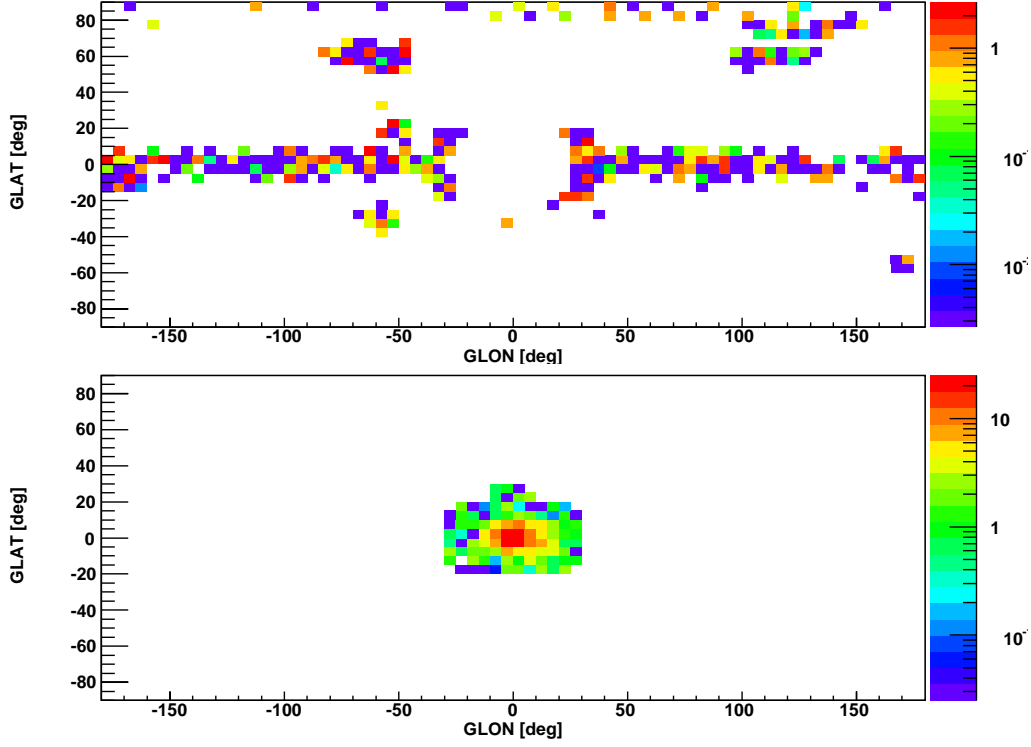


FIG. 3.18: Carte de significativité *dans l'espace des données*, *e.g.* après soustraction du bruit de fond mais sans déconvolution, de l'émission dans la bande 506-516 keV au centre Galactique (en bas) et des résidus dans le champ vide constitué des pointages hors centre (en haut).

À partir du profil en longitude (Fig. 3.21) des comptages résiduels, il est possible de déterminer par ajustement d'un profil gaussien le taux de comptage résiduel maximal, qui correspond au comptage total de la source du centre Galactique, dans la mesure où l'extension éventuelle de celle-ci reste inférieure à la taille du champ de vue de l'instrument collimateur :

$$R_{\max} = (6,69 \pm 0,15) 10^{-2} \text{ cpscorr.}$$

En le combinant à l'aire efficace moyenne de la caméra Germanium à 511 keV, $\mathcal{A}_{\text{m}_{\text{e}}\text{c}^2}$, on obtient une évaluation sommaire du flux de la raie 2γ d'annihilation électron-positon. Cette aire effective peut être calculée par intégration de la réponse spatiale (Fig. 3.20) sur une zone d'environ 10° : $\mathcal{A}_{\text{m}_{\text{e}}\text{c}^2} \sim 69 \text{ cm}^2$. D'où le flux recherché :

$$F_{2\gamma} = R_{\max}/\mathcal{A}_{\text{m}_{\text{e}}\text{c}^2} = (0,97 \pm 0,02) 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (3.13)$$

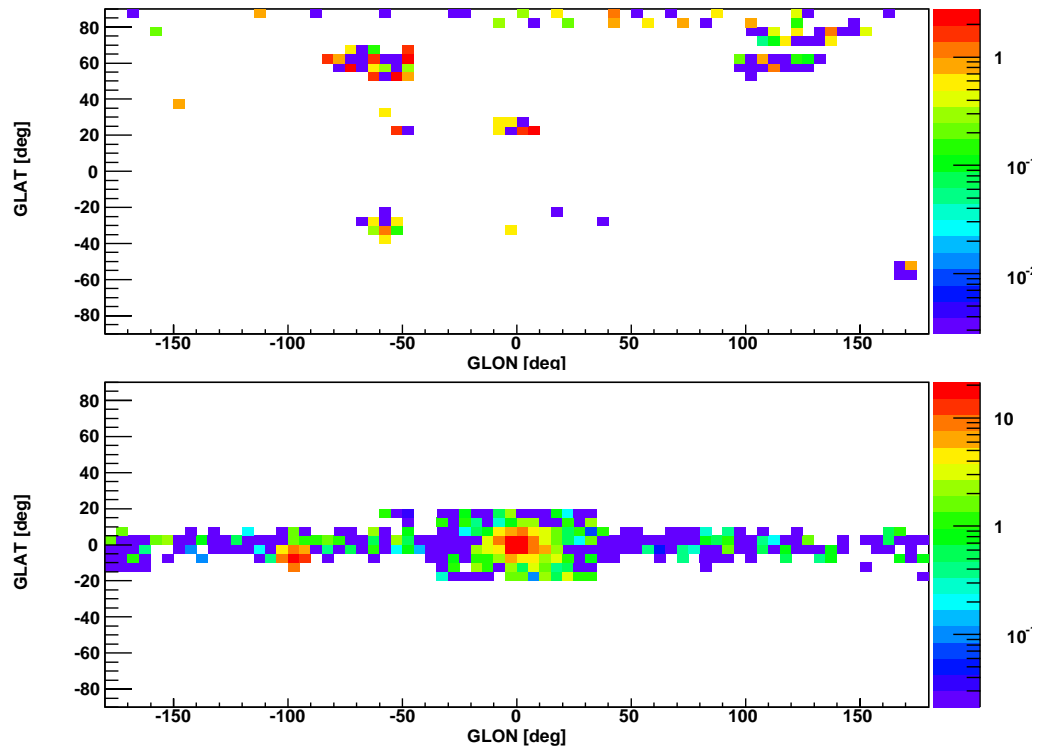


FIG. 3.19: Carte de significativité *dans l'espace des données*, e.g. après soustraction du bruit de fond mais sans déconvolution, de l'émission dans la bande 506-516 keV *dans le plan Galactique* (en bas) et des résidus dans le champ vide constitué des pointages hors plan (en haut, $|b| > 20^\circ$).

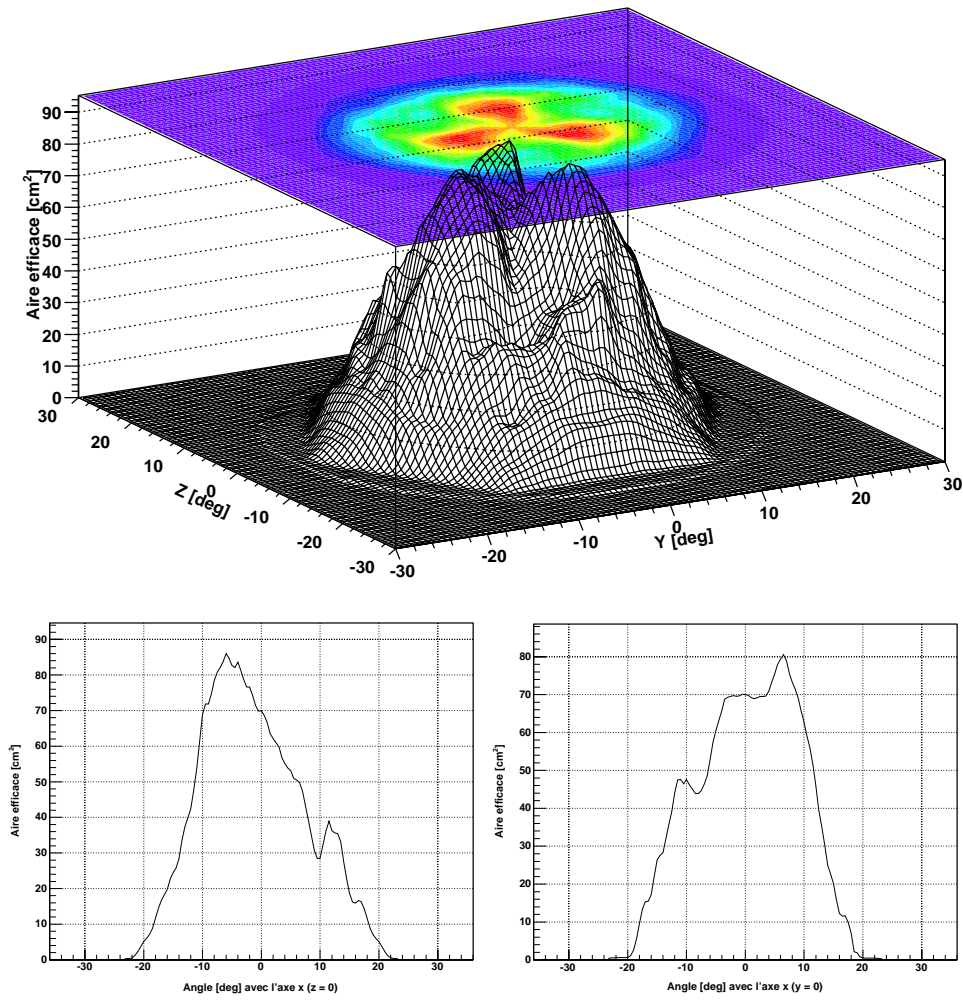


FIG. 3.20: Aire efficace des 19 détecteurs de SPI (événements simples) à 511 keV en fonction de la distance angulaire à l'axe X de l'instrument selon les axes Y et Z.

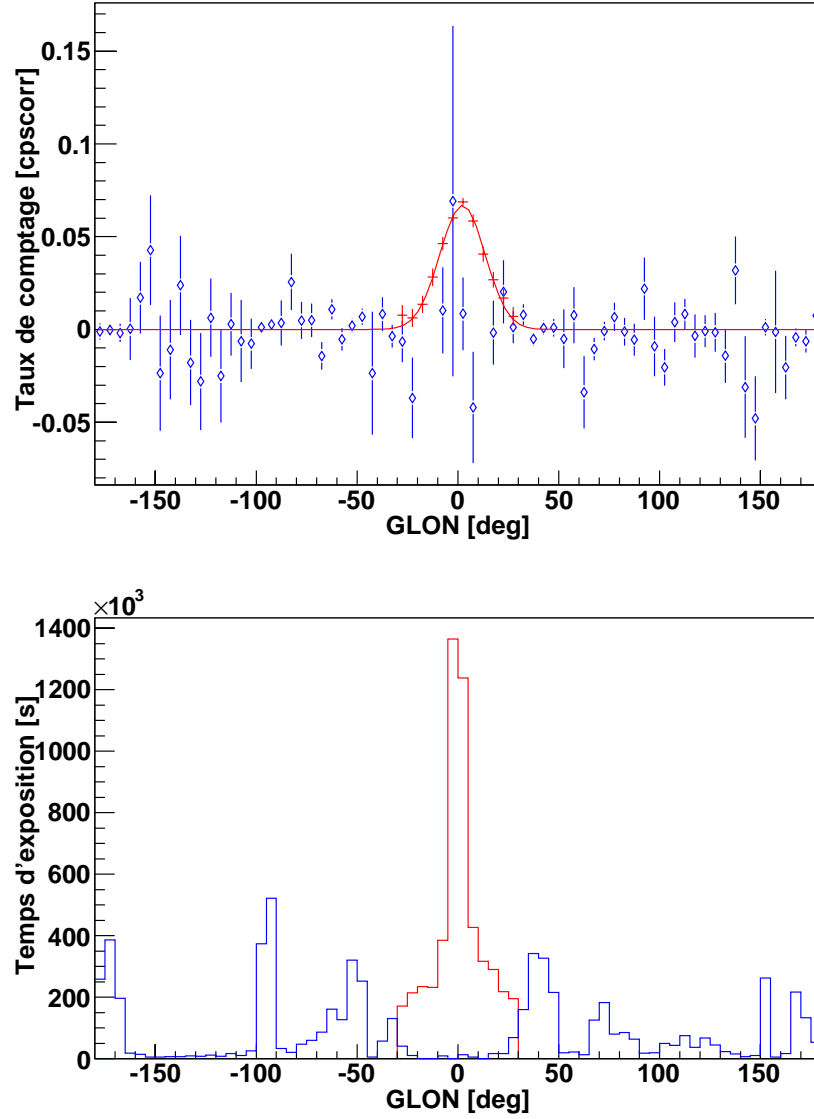


FIG. 3.21: En haut : profil en longitude du taux de comptage brut (après soustraction du bruit de fond) de la raie à 511 keV au centre Galactique ($\theta_{GC} < 30^\circ$, signes +) et du taux de comptage résiduel dans le champ vide ($\theta_{GC} > 30^\circ$, losanges). En bas : temps d'exposition dans chaque jeu en fonction de la longitude.

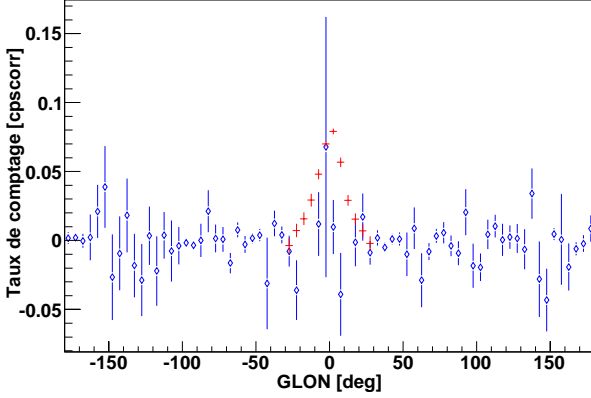
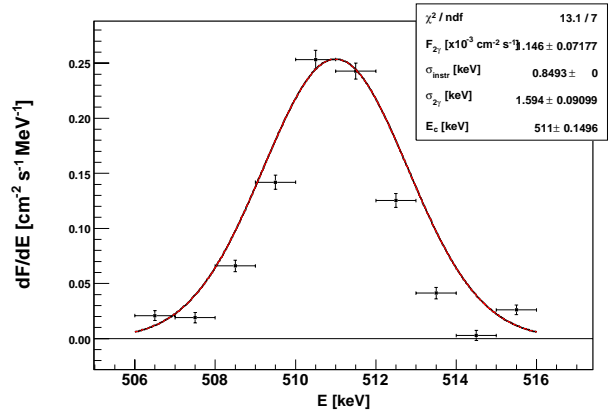


FIG. 3.22: Profil en longitude du taux de comptage de la raie à 511 keV au centre Galactique ($\theta_{GC} < 30^\circ$, signes +) et du taux de comptage résiduel dans le champ vide ($\theta_{GC} > 30^\circ$, losanges), après soustraction d'un bruit de fond modélisé avec un réseau probabiliste à 3 traceurs.

A titre indicatif, la figure 3.22 présente le profil obtenu en substituant au modèle de fond linéaire à 5 traceurs un modèle bayésien à seulement trois traceurs (AfeeSat, ^{65}Zn et multiples cassés) : les deux modèles sont de qualités comparables.

Profil spectral de la raie Nous répétons ensuite ces mêmes étapes dans dix bandes étroites de largeur $\Delta E = 1$ keV entre 506 et 516 keV, en utilisant les mêmes traceurs du bruit de fond : chacune des bandes fournissant un flux de l'émission du centre Galactique, nous sommes à même de construire un spectre de la raie (Fig. 3.23).

FIG. 3.23: Spectre de la raie à 511 keV. Un modèle d'annihilation composé d'une simple raie gaussienne, négligeant l'ortho-Positronium, conduit à surévaluer la largeur de la raie.



Ce spectre permet d'évaluer certains paramètres physiques de la source d'annihilation qui seront étudiés plus en détails au chapitre suivant : la largeur intrinsèque $FWHM_{2\gamma}$ et le flux $F_{2\gamma}$ de la raie à 511 keV, la fraction d'ortho-Positronium, ainsi qu'une grandeur dérivée, le taux d'injection de positons R_{inj} qui sera calculé ici pour une source de positons quasi-thermiques injectés dans le bulbe, soit à une distance $d_{GC} \sim 8,0$ kpc.

Une première étape peut consister à ajuster le spectre avec un modèle constitué d'une simple raie de profil gaussien. Un tel ajustement (Fig. 3.23), bien qu'insatisfaisant comme le traduit un chi carré réduit de 1,87, permet tout-de-même de confirmer que le centroïde de la raie se situe bien à 511 keV — la raie n'est pas décalée — et l'intégrale de la gaussienne fournit une 1^{re} estimation du flux de la raie $F_{2\gamma} = (1,15 \pm 0,07) 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Par contre, même en prenant en compte la résolution spectrale de l'instrument, négliger la composante d'ortho-Positronium

conduit à sur-estimer la largeur intrinsèque $FWHM_{2\gamma}$ de la raie.

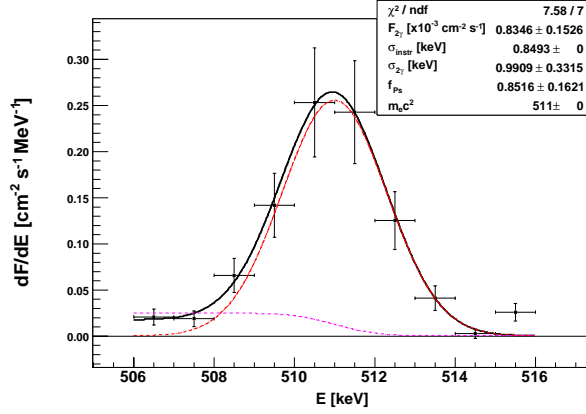


FIG. 3.24: Spectre de la raie à 511 keV. Avant l'ajustement d'un modèle, 20% d'incertitudes systématiques ont été ajoutés.

Dans un deuxième temps, le spectre a donc été ajusté avec un modèle à 2 composantes, une raie de profil gaussien et un échelon représentant le flux continu d'ortho-Positronium (Équ. 4.41 page 111). Les paramètres de la table 3.12, obtenus en dotant le spectre de la raie de 20% d'incertitudes systématiques, sont encore peu contraints à ce stade de notre analyse.

TAB. 3.12: Paramètres obtenus lors de l'ajustement du spectre de la raie à 511 keV (Fig. 3.24) avec un modèle simple incluant une raie 2γ gaussienne et un échelon (Équ. 4.41).

Flux $F_{2\gamma}$ de la raie [$\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	$0,83 \pm 0,15$
Flux continu $F_{3\gamma}$ [$\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	$2,21 \pm 1,57$
Taux d'injection R_{inj} [$\times 10^{43}$ e $^{+}$ s $^{-1}$]	$0,88 \pm 0,53$
Fraction de Positronium f_{Ps}	$0,85 \pm 0,16$
Largeur intrinsèque $FWHM_{2\gamma}$ [keV]	$2,3 \pm 0,8$
Largeur instrumentale $FWHM_{instr}$ [keV]	2,0 (fixe)
$\chi^2/\text{d.d.l.}$	7,58/7

Conclusion Via une analyse très simple des données — en mode collimateur, sans méthode imagerie —, nous sommes parvenus à extraire les principaux paramètres de la raie à 511 keV du centre Galactique, sans faire aucune hypothèse sur la morphologie de sa source autre que sa dimension maximale. Au chapitre suivant, après avoir retracé l'historique des observations et présenté la signification physique de ces paramètres, nous reviendrons sur cette analyse et tacheront d'affiner leur valeur grâce à des contraintes plus fortes sur la morphologie de la source observée.

Chapitre 4

L'annihilation électron-positon

Sommaire

Découverte du positon	85
4.1 Naissance, vie et mort d'un positon	85
4.1.1 Formation des positons	85
4.1.2 Thermalisation des positons	86
4.1.3 Annihilation des positons	90
4.2 Historique et statut des observations de la raie à 511 keV	95
4.3 Sources de positons	98
4.3.1 Candidats astrophysiques	98
4.3.2 Candidats exotiques	101
4.3.3 Combinaisons de candidats	101
4.4 Analyse des observations <i>INTEGRAL</i> de l'annihilation électron-positon	102
4.4.1 Jeux de données	102
4.4.2 Méthodologie	102
4.4.3 Analyse de la raie d'annihilation à 511 keV	108
4.4.4 Analyse du spectre d'annihilation	110
4.5 Conclusion	116

Un des objectifs premiers du spectromètre SPI d'*INTEGRAL* est l'étude, dans la région du centre Galactique, du spectre d'annihilation d'électrons avec leurs anti-particules, les positons. Un des éléments-clefs de l'extraction de ce spectre est la soustraction du bruit de fond instrumental, évoquée au chapitre précédent. Avant d'aborder l'analyse de ce spectre proprement dite, je commencerai par présenter les voies de production et de disparition d'un positon et les mécanismes par lesquels il peut perdre de la vitesse au cours de son parcours dans le milieu interstellaire. J'en profiterai pour introduire quelques grandeurs qui seront utilisées au chapitre 5. Après avoir

fait le point sur l'historique des observations de la raie à 511 keV depuis les années 1970 jusqu'à l'ère d'*INTEGRAL*, je ferai un bref bilan des hypothèses envisagées pour expliquer l'origine des positons du centre Galactique. Enfin, je présenterai les résultats d'une étude de la raie et du spectre d'annihilation par la méthode dite du *model-fitting*.

Découverte du positon Le concept d'anti-matière, et en particulier d'anti-électron, a été introduit dans les années 1930 par Dirac pour donner un sens physique aux solutions d'énergie négative des équations de la mécanique quantique. Tous les états d'énergie négative de l'électron sont potentiellement occupés mais non observables [Blanc 1995] ; une lacune dans cette «mer» d'états négatifs de l'électron se traduit par l'apparition d'un électron de même énergie mais de charge positive, un anti-électron. Le *positon* — ou *positron* — présente donc une charge $+e$ opposée à celle de l'électron ; en dehors de cela, il possède les mêmes caractéristiques – masse au repos m_e et spin $1/2$. Sa durée de vie est théoriquement la même bien que, du fait de la prédominance de la matière sur l'anti-matière, sa probabilité de rencontrer son anti-particule et de s'annihiler soit supérieure.

Suggérés par Dirac en 1927, les positons sont détectés en 1932 par Anderson, qui enregistre le passage à travers une plaque de plomb, au centre d'une chambre à brouillard, d'une particule chargée positivement, de même masse que l'électron, issue du rayonnement cosmique. D'abord controversée, cette découverte est confirmée en 1933 par Blackett et Occhialini.

4.1 Naissance, vie et mort d'un positon

4.1.1 Formation des positons

Trois mécanismes principaux produisent des positons [Longair 1992] :

- la *radioactivité* β^+ : ${}^1_1\text{p} \longrightarrow {}^1_0\text{n} + e^+ + \nu_e$;
- la *création de paires* par un photon ou une particule d'énergie supérieure à $2m_e c^2$;
- la *désintégration du muon positif* : $\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$.

La radioactivité β^+ est une manifestation de l'interaction faible. Elle se traduit par la conversion d'un proton en neutron avec émission d'un positon et d'un neutrino électronique. Le positon y est donc un des produits de désintégration d'un noyau radioactif père présentant notamment un excès de protons par rapport à son nombre de neutrons : ${}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y} + e^+ + \nu_e$.

La création de paires [Heitler 1954, Bethe et Heitler 1934] se produit lors du passage de rayons γ ou de particules rapides à travers la matière. Un photon suffisamment énergétique se matérialise, par interaction avec le champ Coulombien d'un noyau, sous forme d'une paire électron-positon : $\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$. Une paire peut également être créée suite à la collision entre deux particules chargées.

Les muons positifs qui se désintègrent avec émission d'un positon, d'un neutrino électronique et d'un anti-neutrino muonique sont souvent eux-mêmes le produit de la désintégration en vol des pions positifs, $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, provenant des collisions entre rayons cosmiques et gaz interstellaire.

4.1.2 Thermalisation des positons

La plupart des positons injectés dans le milieu interstellaire (MIS) ne s'annihilent qu'une fois thermalisés, c'est-à-dire lorsque leur vitesse sera proche de la vitesse moyenne des électrons du milieu. En se déplaçant dans le MIS, ils perdent progressivement de l'énergie par divers modes :

- par *ionisation* des atomes du milieu neutre ;
- par diffusion de *Coulomb* sur les électrons libres ;
- par interaction *Compton inverse* avec les photons ambiants ;
- par *Bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) ;
- par effet *synchrotron* dans le champ magnétique ambiant.

4.1.2.1 Pertes d'énergie par Bremsstrahlung

Le rayonnement de Bremsstrahlung («*radiation losses*») d'une particule chargée est dû à son interaction électromagnétique avec les noyaux des atomes du milieu interstellaire. La particule chargée, ici le positon, est déviée de sa trajectoire et perd de l'énergie en émettant un photon.

Section efficace La section efficace différentielle associée à l'émission d'un photon de Bremsstrahlung d'énergie E_γ par un positon d'énergie E_e a été déterminée notamment par Bethe [1934], dans l'approximation de Born-Oppenheimer :

$$\frac{d\sigma_B}{dE_\gamma}(E_\gamma, E_e) = \frac{4\alpha Z^2 r_e^2 F(E_e, E_\gamma)}{E_\gamma} \quad (4.1)$$

où $\alpha \simeq 1/137$ désigne la constante de structure fine, $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ le rayon classique de l'électron et Z le numéro atomique du milieu traversé — par la suite, nous ne considérerons que l'Hydrogène ($Z = 1$) ou l'Hélium ($Z = 2$). F est une fonction lentement variable ; selon les énergies du positon incident et du photon émis, elle fait intervenir un écrantage plus ou moins élevé du potentiel atomique par les électrons externes, caractérisé par le «facteur d'écrantage» :

$$\gamma_{ecr} = \frac{100 m_e c^2}{E_e} \frac{\eta}{1 - \eta} Z^{-1/3} \quad \text{où } \eta = \frac{E_\gamma}{E_e}. \quad (4.2)$$

Contrairement à l'intuition, ce facteur est d'autant plus élevé que l'écrantage est faible.

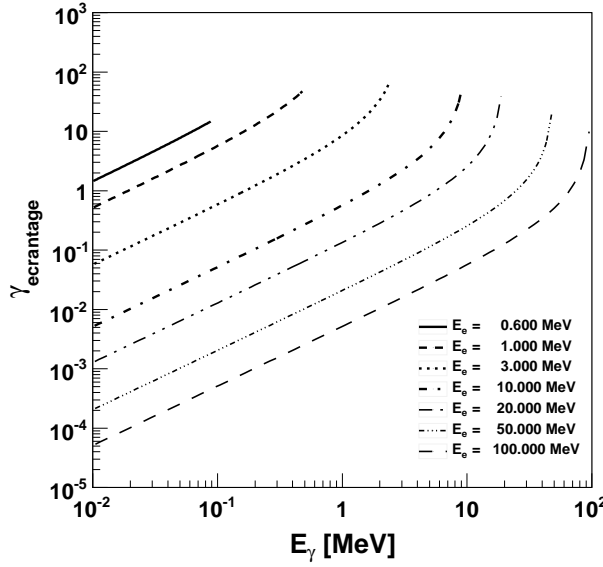


FIG. 4.1: Facteur d'écrantage en fonction de l'énergie E_γ du photon de Bremsstrahlung, pour diverses énergies E_e du lepton entre 0,6 et 100 MeV.

Koch et Motz [1959] ont synthétisé les valeurs de la fonction F selon l'importance de l'écrantage dans divers cas particuliers. Dans le cas ultra-relativiste, on obtient par exemple :

$$F(E_e, E_\gamma) = \begin{cases} [1 + (1 - \eta^2) - \frac{2}{3}(1 - \eta)] \left[\ln \frac{2E_e}{m_e c^2} \frac{1 - \eta}{\eta} - \frac{1}{2} \right] & (\gamma_{ecr} \gg 1 : \text{pas d'écrantage}) \\ [1 + (1 - \eta^2) - \frac{2}{3}(1 - \eta)] \ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{9}(1 - \eta) & (\gamma_{ecr} \approx 0 : \text{écrantage total}). \end{cases} \quad (4.3)$$

Par la suite, nous utiliserons comme section efficace la formule générale 3BN de Koch et Motz [1959], valable pour les régimes sans écrantage, que nous ne reproduisons pas ici.

Taux moyen de perte d'énergie La *perte moyenne d'énergie* d'un positon par Bremsstrahlung est obtenue par intégration – généralement numérique – de la section efficace :

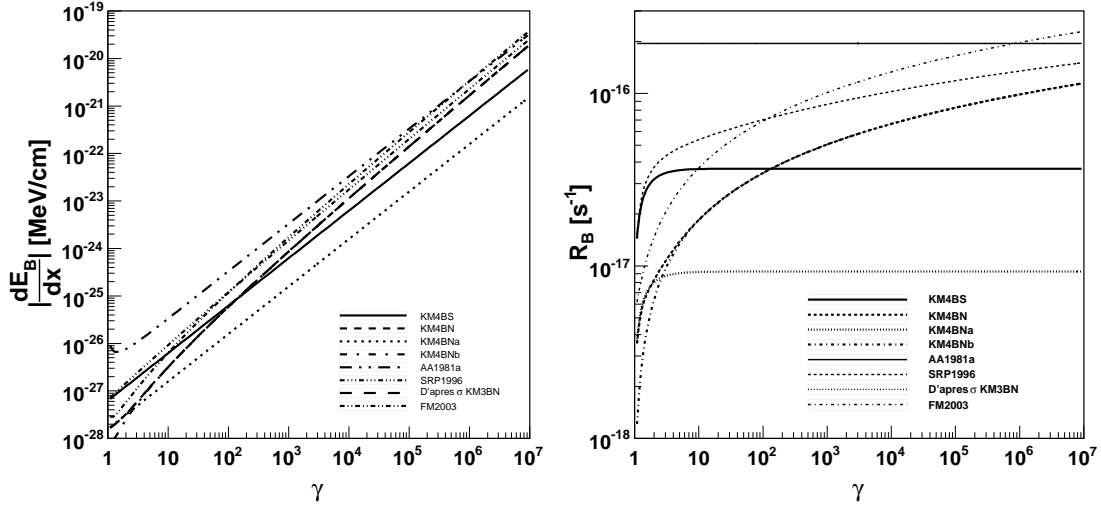
$$\frac{1}{n_H} \frac{dE_e}{dx} = - \int_0^{E_e - m_e c^2} E_\gamma \frac{d\sigma_B}{dE_\gamma}(E_\gamma, E_e) dE_\gamma \quad (4.4)$$

Son expression analytique est simple dans les cas limites :

$$-\frac{1}{n_H} \frac{dE_B}{dx} = \begin{cases} 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right] E_e & (\text{ultra-relativiste, écrantage total}) \\ 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[\ln\left(2 \frac{E_e}{m_e c^2}\right) - \frac{1}{3} \right] E_e & (\text{ultra-relativiste, pas d'écrantage}) \\ \frac{16}{3} \alpha Z^2 r_e^2 E_e & (\text{non-relativiste, pas d'écrantage}) \end{cases} \quad (4.5)$$

Comme le montre la Fig. 4.2, qui compare diverses pertes d'énergie par interactions Bremsstrahlung [Fatuzzo et Melia 2003, Skibo *et al.* 1996, Koch et Motz 1959, Aharonian et Atoyan 1981b], la littérature est riche de formules, théoriques ou empiriques, correspondant à des approximations et des régimes différents. Par la suite, nous utiliserons la formule analytique 4BN de Koch et Motz [1959], valable en l'absence d'écrantage mais pour un régime d'énergie quelconque :

$$-\frac{1}{n_H} \frac{dE_B}{dx} = \alpha r_e^2 E_e \left\{ \frac{12\gamma^2 + 4}{3\gamma u} \ln(\gamma + u) - \frac{8\gamma + 6u}{3\gamma u^2} [\ln(\gamma + u)]^2 - \frac{4}{3} - \frac{2}{\gamma u} Li_2(-2u[\gamma + u]) \right\}, \quad (4.6)$$



4.2.a: Taux moyen de perte d'énergie.

4.2.b: Vitesse de refroidissement.

FIG. 4.2: Pertes d'énergie par rayonnement de Bremsstrahlung — pour une densité $n_H = 0,1 \text{ cm}^{-3}$ — en fonction du facteur de Lorentz γ du lepton. Différents régimes (non-relativiste, ultra-relativiste, avec ou sans écrantage) sont présentés.

où $\gamma = E_e/m_e c^2$ représente ici le facteur de Lorentz du lepton, $u = \sqrt{\gamma^2 - 1} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et Li_2 est la fonction dilogarithme*.

Vitesse de refroidissement On définit également la vitesse de refroidissement, en s^{-1} , par :

$$R_B = E_e / \frac{dE_B}{dt} \quad (4.7)$$

où le taux de perte d'énergie par unité de temps dérive directement du taux par unité de longueur via $\frac{dE_B}{dt} = \beta c \frac{dE_B}{dx}$.

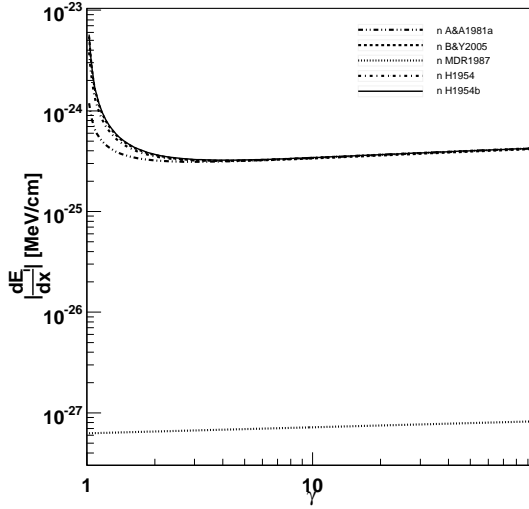
4.1.2.2 Pertes d'énergie par interactions coulombiennes

Une particule chargée traversant la matière et interagissant avec le champ électro-magnétique des atomes peut aussi, plutôt qu'émettre un photon de Bremsstrahlung, transmettre directement de l'énergie à un atome en l'excitant, voire en l'ionisant. Qu'il s'agisse d'un milieu neutre ou déjà — partiellement — ionisé, on parlera de pertes *par ionisation* ou par *interactions coulombiennes* inélastiques.

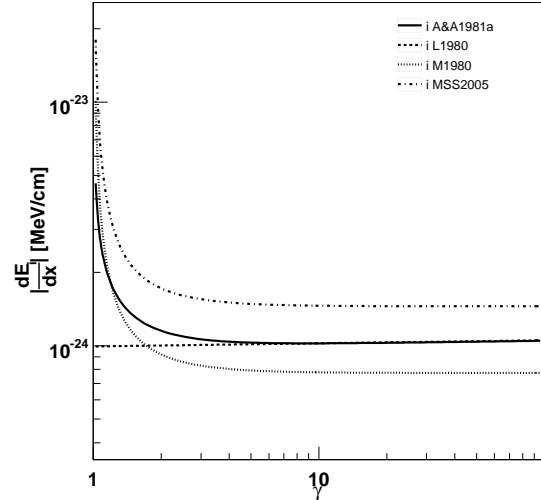
L'énergie moyenne perdue par collisions de Coulomb par un lepton d'énergie $E = \gamma m_e c^2$ et de vitesse $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ traversant un milieu constitué d'hydrogène neutre de densité n_H

*

$$Li_2(z) = \int_z^0 \frac{\ln(1-t)}{t} dt$$



4.3.a: Milieu neutre.



4.3.b: Milieu ionisé.

FIG. 4.3: Taux moyen de perte d'énergie par ionisation — pour une densité $n_H = 0,1 \text{ cm}^{-3}$ — en fonction du facteur de Lorentz γ du lepton : comparaison des références existantes. À gauche, dans un milieu neutre : Aharonian et Atoyan [1981b], Lang [1999], Murphy *et al.* [1987], Heitler [1954]. À droite, dans un milieu ionisé : Aharonian et Atoyan [1981b], Lang [1999], Melrose [1980], Murphy *et al.* [2005].

est donnée notamment par Heitler [1954,p. 368] :

$$-\frac{1}{n_H} \frac{dE_{I,HI}}{dx} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \{B(E) + B'(E) + B''(E)\} , \quad (4.8)$$

où le terme principal vaut

$$B(E) = 2 \ln\left(\frac{2}{\alpha^2}\right) + \ln\left(\frac{\beta^2(\gamma - 1)}{1 - \beta^2}\right) - 2\beta^2 \quad (4.9)$$

et où $B'(E) = 2[-\Psi(1) - \Re\Psi(i\frac{\alpha}{\beta})]$ et $B''(E) = -[\beta^2 + 2\sqrt{1 - \beta^2}] \ln 2 + 1 + \beta^2$ constituent des corrections secondaires*. En se plaçant en régime relativiste ($\gamma \gg 1$), une formule simplifiée est obtenue :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{n_H} \frac{dE_{I,HI}}{dx} &\simeq \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \left\{ 3 \ln \gamma + 2 \ln \frac{2}{\alpha^2} - \ln 2 \right\} \\ &\approx \frac{7,65 \cdot 10^{-25}}{\beta^2} \{ \ln \gamma + 6,79 \} \text{ MeV cm}^2 , \end{aligned} \quad (4.10)$$

similaire à celles de Longair [1992, Eq. (19.1)] et Lang [1999, Eq. (4.407)].

Il est important de distinguer les composantes neutre et ionisée du milieu traversé, les pertes étant plus importantes dans cette dernière [Lang 1999, Eq. (4.408)] :

$$-\frac{1}{n_{HII}} \frac{dE_{I,HII}}{dx} \approx 2,54 \cdot 10^{-22} \{ \ln \gamma - \ln n_{HII} + 74,1 \} \text{ MeV cm}^2 . \quad (4.11)$$

* Ψ désigne ici la fonction digamma.

Les effets Compton inverse et synchrotron peuvent représenter une proportion importante des pertes d'énergie des positons et des spectres de radiation, mais ce ne sera pas le cas pour le domaine de vitesse des positons et le domaine spectral que nous serons amenés à considérer. Nous laissons donc ces effets de côté.

4.1.3 Annihilation des positons

Dans le vide, le positon est une particule stable, tout comme son anti-particule. En revanche, lorsque survient une collision entre un positon et un électron, ils s'annihilent selon le mécanisme inverse de la création de paires. Le processus libère une énergie au moins égale à l'énergie de masse des deux particules, soit $2m_e c^2 \simeq 1,022 \text{ MeV}$. Cette annihilation peut produire *un, deux* ou *trois photons*, voire plus, qui vont se répartir cette énergie [Heitler 1954].

Annihilation au repos et annihilation en vol Une fois généré, un positon peut s'annihiler localement ou avoir le temps de s'échapper de son site de production et de se propager pour s'annihiler avec des électrons du milieu interstellaire. Selon le mécanisme qui lui a donné naissance, il peut présenter une vitesse initiale plus ou moins importante par rapport à la vitesse thermique des particules de son milieu de propagation. Comme nous le verrons, la probabilité d'annihilation est maximale lorsque le positon s'est thermalisé : on parlera d'*annihilation au repos*. Mais la probabilité d'annihilation avant thermalisation complète, *en vol* n'est pas toujours négligeable : dans ce dernier cas, les produits d'annihilation ne se répartissent pas seulement l'énergie de masse des deux leptons, mais aussi l'énergie cinétique du positon.

Annihilation 1γ Un positon peut s'annihiler avec un électron libre ou lié, mais l'annihilation 1γ , *i.e.* avec émission d'*un seul* photon, ne peut se produire qu'avec un électron lié à un noyau [Bethe 1934, Heitler 1954]. La fréquence de ce phénomène est au moins vingt fois plus faible que celle des annihilations 2γ et 3γ ; elle est maximale pour les éléments lourds, comme le Plomb, et pour une énergie E_{e^+} du positon comprise entre 3 et 20 MeV.

4.1.3.1 Annihilation au repos, directe et indirecte

L'annihilation d'un positon thermalisé avec un électron peut se faire directement, mais il est plus probable qu'elle se produise indirectement, c'est-à-dire via la formation d'un système lié intermédiaire, un atome exotique de *Positronium* (Ps) ou encore *Positonium*. Ces atomes de Positronium peuvent se former par échange de charge avec un atome ($e^+ + \text{H} \longrightarrow \text{Ps} + \text{H}^+$) ou par combinaison radiative avec un électron libre ($e^+ + e^- \longrightarrow \text{Ps} + \gamma$).

Une annihilation directe, avec un électron libre ou lié, produit invariablement deux photons

d'environ $m_e c^2 \simeq 511$ keV :

$$e^+ + e^- \xrightarrow{1-f_{Ps}} 2\gamma_{511 \text{ keV}}. \quad (4.12)$$

Par ailleurs, le Positronium se présente principalement sous deux formes, correspondant aux niveaux hyperfins de son état fondamental 1 S :

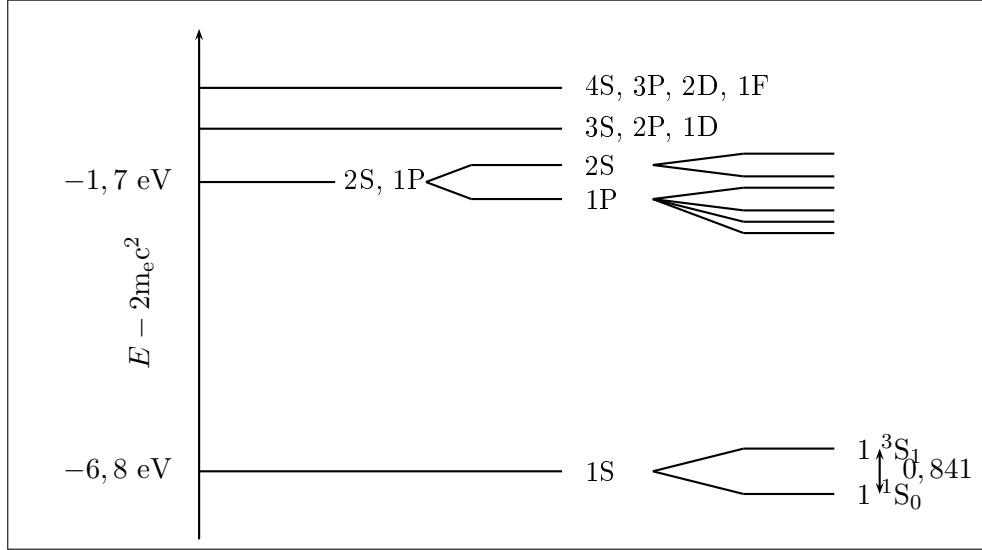


FIG. 4.4: Niveaux d'énergie de l'atome de Positronium.

- l'état singulet, noté 1^1S_0 et appelé *para-Positronium*, correspond à la configuration où les spins des deux leptons sont anti-parallèles. Sa durée de vie est d'environ 0,125 nanoseconde et il se désintègre en deux photons de 511 keV, comme lors de l'annihilation directe ;
- mais trois fois sur quatre, le Positronium se présente sous son état triplet, noté 1^3S_1 et appelé *ortho-Positronium*, correspondant à des spins parallèles. D'une durée de vie plus longue, 140 nanosecondes, il se désintègre non pas en deux mais en trois photons, qui se répartissent l'énergie totale, d'environ $2m_e c^2 \simeq 1022$ keV :

$$\begin{array}{c}
 e^+ + e^- \xrightarrow{f_{Ps}} Ps \\
 \begin{array}{l}
 \nearrow^{1/4} \quad {}^3Ps \longrightarrow 3\gamma \\
 \searrow_{3/4} \quad {}^1Ps \longrightarrow 2\gamma_{511 \text{ keV}}
 \end{array}
 \end{array} \quad (4.13)$$

Fraction de Positronium La fraction des positons s'annihilant indirectement constitue un paramètre important, riche d'informations sur le milieu d'annihilation. La convention couramment utilisée pour définir cette *fraction de Positronium* (f_{Ps}) est celle adoptée par Brown et Leventhal [1987]. Elle est déterminée grâce à la connaissance observationnelle des flux de photons respectifs

dans la raie 2γ à 511 keV, $F_{2\gamma}$, résultant de l'annihilation directe et du para-positronium, et dans le spectre 3γ de l'ortho-Positronium, $F_{3\gamma}$:

$$\begin{aligned} \frac{F_{2\gamma}}{F_{3\gamma}} &= \frac{2[(1 - f_{Ps}) + \frac{1}{4}f_{Ps}]}{3\frac{3}{4}f_{Ps}} \\ \Leftrightarrow f_{Ps} &= \frac{4}{3} \frac{F_{3\gamma}}{F_{3\gamma} + 1,5F_{2\gamma}}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Annihilation 2γ L'annihilation 2γ peut survenir directement ou indirectement, avec un électron libre ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) ou lié ($e^+ + H \rightarrow H^+ + 2\gamma$). Elle ne produit pas un Dirac à 511 keV mais une raie de largeur finie. Chaque mode d'annihilation conduit à une forme et une largeur de raie différentes [Murphy *et al.* 2005] et la raie observée est une superposition de ces composantes. La contribution de chaque mode dépend des paramètres du milieu : composition (Hydrogène atomique ou moléculaire, Hélium), densité, température, degré d'ionisation. Dans le cas de l'annihilation directe avec des électrons libres, on montre que la raie obtenue a un profil gaussien :

$$\frac{df_{2\gamma}}{dE_\gamma} \propto \exp \left[-\frac{(E_\gamma - m_e c^2)^2}{m_e c^2 k_B T} \right], \quad (4.15)$$

et qu'une relation simple lie la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) de cette raie à la température T du milieu :

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} m_e c^2 \sqrt{\frac{k_B T}{m_e c^2}} \simeq 0,99 \text{ keV} \sqrt{\frac{T}{8000 \text{ K}}}. \quad (4.16)$$

Annihilation 3γ La désintégration d'un atome d'ortho-Positronium au repos conduit à la production de 3 photons d'énergie inférieure à $m_e c^2$. Les photons résultants sont répartis selon une loi, représentée Fig. 4.5, déterminée par Ore et Powell [1949] :

$$\frac{df_{3\gamma}}{dE_\gamma} = \frac{2}{(\pi^2 - 9)m_e c^2} \left\{ \frac{\gamma(1-\gamma)}{(2-\gamma)^2} - \frac{2(1-\gamma)^2}{(2-\gamma)^3} \ln(1-\gamma) + \frac{2-\gamma}{\gamma} + \frac{2(1-\gamma)}{\gamma^2} \ln(1-\gamma) \right\}, \quad (4.17)$$

où $\gamma = E_\gamma/m_e c^2$ représente cette fois le facteur de Lorentz du photon d'énergie E_γ .

4.1.3.2 Annihilation en vol

Bien que la plupart des positons s'annihilent après avoir perdu la majeure partie de leur énergie cinétique, certains s'annihilent en vol, avant thermalisation. L'annihilation d'un positon d'énergie $E_{e^+} = \gamma m_e c^2$ avec un électron au repos produit deux photons. Ces photons ne forment pas une raie à 511 keV mais se répartissent la somme des énergies du positon et de l'électron. Les énergies réduites respectives des deux photons, $k_1 = E_1/m_e c^2$ et $k_2 = E_2/m_e c^2$, vérifient

$$\begin{cases} \frac{1+\gamma(1-\beta)}{2} \leq k_1, k_2 \leq \frac{1+\gamma(1+\beta)}{2} \\ k_1 + k_2 = \gamma + 1 \end{cases}. \quad (4.18)$$

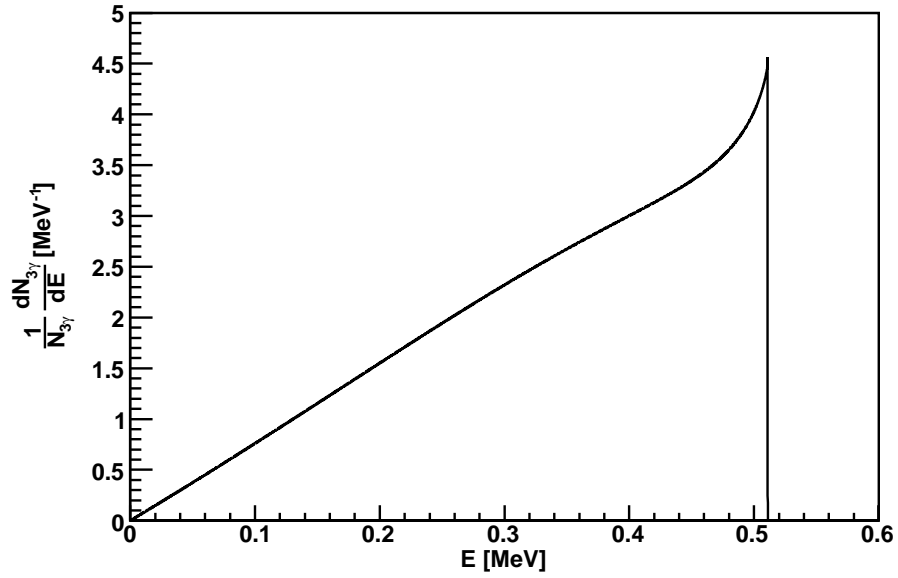


FIG. 4.5: Spectre en énergie des photons issus de l'annihilation 3γ de l'ortho-Positronium au repos, d'après Ore et Powell 1949, Murphy *et al.* 2005.

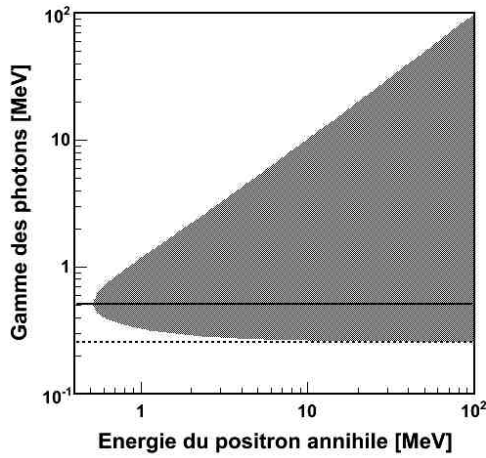


FIG. 4.6: Gamme d'énergie des photons issus de l'annihilation en vol en fonction de l'énergie du positon annihilé. L'énergie des photons émis est strictement supérieure à $\frac{m_e c^2}{2}$.

Pour des positons «légèrement» relativistes (de quelques MeV), la distribution spectrale des photons d'annihilation en vol est donnée [Aharonian et Atoyan 1981a, Beacom *et al.* 2005] par la section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma_{IA}}{dk} = \frac{\pi r_e^2}{\gamma^2 \beta^2} \left[\frac{(\gamma + 3)[1/k - 1/(\gamma + 1)] - 1/k^2}{(1 - k/(\gamma + 1))^2} - 2 \right] \quad (4.19)$$

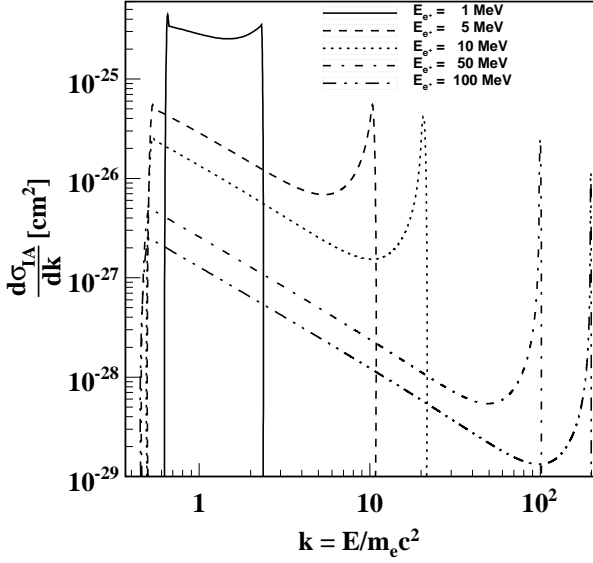


FIG. 4.7: Section efficace différentielle d'annihilation en vol d'un positon (d'énergie $E_{e^+} = 1, 5, 10, 50$ ou 100 MeV) avec un électron au repos, en fonction de l'énergie réduite du photon D'après Aharonian et Atoyan 1981a, Équ. 5 corrigée.

Cette section efficace, représentée Fig. 4.7, possède deux maxima, de part et d'autre de $k = \frac{\gamma+1}{2}$.

En intégrant sur l'énergie du photon émis, on obtient la section efficace totale d'annihilation, avec un électron au repos, d'un positon de facteur de Lorentz γ :

$$\sigma_{IA}(\gamma) = \frac{\pi r_e^2}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right] \quad (4.20)$$

Le produit $\sigma_{IA}v$ de cette section efficace par la vitesse du positon est représenté figure 4.8 : on constate que la probabilité d'annihilation est d'autant plus grande que le positon est proche du repos et que, à la limite non-relativiste, elle tend continûment vers la probabilité d'annihilation au repos. Étant donnée une quantité N de positons au repos, le taux d'annihilation dans un milieu constitué d'Hydrogène de densité n_H vaut

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = n_H \pi r_e^2 c \simeq 7,4 \cdot 10^{-16} \left(\frac{n_H}{0,1 \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}. \quad (4.21)$$

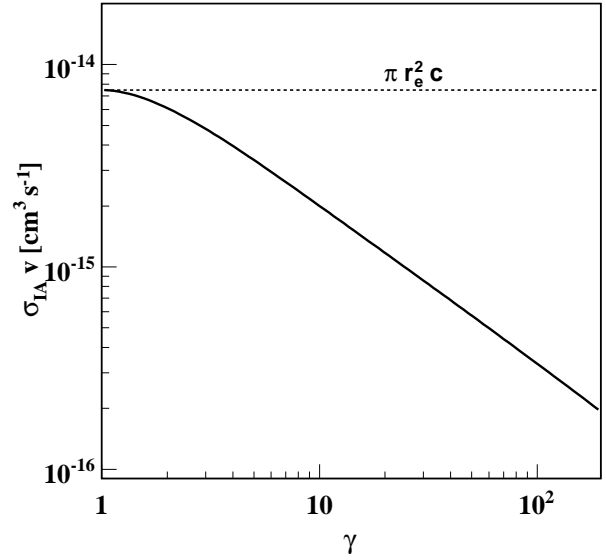
Par contre, en régime relativiste ($\gamma \gg 1$), l'équation 4.20 devient équivalente à :

$$\sigma_{IA}(\gamma) \underset{\gamma \gg 1}{\simeq} \pi r_e^2 \frac{\ln(2\gamma) - 1}{\gamma} \quad (4.22)$$

et le libre parcours moyen λ des positons est tel qu'ils peuvent parcourir des mégaparsecs sans s'annihiler :

$$\lambda = \frac{1}{n_H \sigma_{IA}} \simeq 13 \text{ Mpc} \left[\frac{n_H}{0,1 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-1} \left[\frac{\gamma}{100} \right] \left[\frac{\ln(2\gamma) - 1}{4,3} \right]^{-1}. \quad (4.23)$$

FIG. 4.8: Section efficace totale d'annihilation en vol avec un électron au repos d'un positon (multipliée par sa vitesse) en fonction de son facteur de Lorentz γ .



4.2 Historique et statut des observations de la raie à 511 keV

En août 1972, la raie d'annihilation à 511 keV est détectée en provenance du Soleil [Chupp *et al.* 1973] par le 7^e observatoire solaire orbital (OSO-7), lors d'un sursaut. Des observations ultérieures de *SMM* et *RHESSI* ont permis d'établir les caractéristiques de cette raie solaire large et d'en déduire des caractéristiques du milieu sous-jacent.

En dehors de cette émission transitoire du Soleil et de celle de quelques trous noirs accrétants Galactiques (voir p. 96), le centre de la Voie Lactée est la seule région du ciel où une émission d'annihilation électron-positon ait été clairement identifiée. C'est en 1970 et 1971 que des observations effectuées à l'aide de télescopes à cristaux de Iodure de Sodium (NaI) montés sur des ballons, initiées par l'Université Rice (au Texas), ont permis d'observer pour la première fois [Johnson *et al.* 1972] puis de confirmer [Johnson et Haymes 1973] la présence d'une structure dans le spectre gamma de basse énergie de cette région, vers 476 ± 24 keV. Cette structure a rapidement été interprétée par Leventhal [1973] comme la signature de l'annihilation électron-positon, malgré l'incertitude initiale sur son énergie.

Dans les années qui suivent, d'autres vols ballons [Leventhal *et al.* 1978], mais avec des spectromètres équipés de détecteurs en Germanium, conçus par les laboratoires Bell et Sandia, ont permis de préciser les caractéristiques de cette raie et de lever toute ambiguïté sur sa nature ainsi que de mettre en évidence l'importance du spectre continu d'ortho-Positronium.

Premier satellite à observer la raie, HEAO-3 est lui aussi doté de (quatre) détecteurs en Germanium. Une première analyse de ses données [Riegler *et al.* 1981] a conduit à des intensités différentes pour les observations de l'automne 1979 et celles du printemps 1980, suggérant une variabilité de la raie. Des divergences avaient déjà été observées entre les mesures de différents vols ballons, mais pouvaient aussi bien être interprétées comme un indice du caractère étendu

de la source, observée par des télescopes présentant des champs de vue différents. Toutefois, de nouvelles analyses ont conduit à réviser à la baisse* [Mahoney *et al.* 1994] l'écart entre les deux campagnes de mesures, désormais compatibles avec une source d'intensité constante. L'existence d'une composante étendue, diffuse a elle été fermement établie, notamment grâce à la mission *SMM*.

En mai 1989, un nouveau vol ballon, parti d'Alice Springs en Australie [Matteson *et al.* 1991b, Durouchoux *et al.* 1993] avec à son bord un spectromètre haute résolution, *HEXAGONE* [Matteson *et al.* 1991a], équipé de 12 détecteurs Ge et d'un bouclier en BGO, observe à son tour le centre Galactique. Par la suite, d'autres spectromètres, dont *GRIS*, ont fourni de nouvelles estimations du flux et de la largeur de la raie, ainsi que de la fraction de Positronium (Tab. 4.1).

De 1990 à 1999, le télescope franco-russe *GRANAT*/SIGMA a été le premier instrument utilisant la technique du masque codé (voir chapitre 1) à opérer depuis l'espace et sensible dans la gamme d'énergie de la raie d'annihilation. Lors de l'observation de deux trous noirs accréteurs, 1E 1740.7-2942 [Sunyaev *et al.* 1991] et la nova de la Mouche GRS 1124-684 [Goldwurm *et al.* 1992], il a été témoin d'événements transitoires durant lesquels le spectre des sources a présenté un motif attribuable à une raie d'annihilation décalée vers le rouge. L'intensité du motif observé en provenance de 1E 1740.7-2942 à l'automne 1990 lui a valu le surnom de «grand annihilateur» et a motivé des observations avec le VLA qui ont révélé une contrepartie radio à double jet et conduit à la définition du concept de micro-quasar [Paul 2004].

Mais ce n'est que grâce aux neuf années d'observations de l'instrument *OSSE* à bord de l'observatoire *CGRO*, de 1991 à 2000, que de véritables progrès ont pu être réalisés dans la compréhension de l'origine de la raie du centre Galactique, avec de premières indications sur la morphologie de l'émission. En plus de confirmer l'absence de variabilité de la raie, *OSSE* a exclu l'hypothèse d'une source compacte unique et mis en évidence l'existence d'au moins deux composantes dans l'émission : une composante sphérique associée au bulbe Galactique† et une composante plus étendue, associée au disque [Milne *et al.* 2001]. Les données ont également suggéré l'existence d'une troisième composante, étendue, située aux latitudes positives ($l \sim -2^\circ, b \sim 7^\circ$), baptisée PLE (*Positive Latitude Enhancement*) d'abord attribuée à une «fontaine d'annihilation» [Dermer et Skibo 1997]. Ce PLE a depuis été l'objet de plusieurs modèles. Durant la même période, les instruments *SMM*/GRS et *WIND*/TGRS ont également apporté leur contribution à la caractérisation du flux et de la taille de la source détectée à 511 keV.

Sa large ouverture et sa technique d'imagerie basée sur des collimateurs ne permettaient cependant pas à *OSSE* de réaliser une carte détaillée de l'émission diffuse à 511 keV. C'est dans ce

*La variabilité apparente a été réinterprétée comme liée à la dégradation des détecteurs Germanium, dégradation régulièrement corrigée pour *INTEGRAL*/SPI par les recuits.

†Le bulbe désigne le renflement sphéroïdal observé au centre des galaxies spirales et notamment de la Voie Lactée, d'un diamètre de l'ordre de quelques kiloparsecs.

TAB. 4.1: Historique des caractéristiques de la raie d'annihilation électron-positon du centre Galactique mesurées par les missions successives : énergie $E_{2\gamma}$ du centroïde [keV], flux $F_{2\gamma}$ de la raie [10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$], largeur totale à mi-hauteur intrinsèque [keV] et fraction de Positronium f_{ps} . Le flux n'est donné qu'à titre indicatif car il est très dépendant du modèle spatial considéré, variable selon les missions et les auteurs.

Instrument	Référence	Centroïde [keV]	Flux [10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	Largeur (FWHM) [keV]	Fraction de Positronium
Ballon (Univ. Rice)	Johnson et Haynes 1973	476 ± 24	$1,8 \pm 0,5$	< 86	-
	Haynes <i>et al.</i> 1975	530 ± 11	$0,80 \pm 0,23$	$< 70 \pm 20$	-
Ballon (Bell & Sandia)	Leventhal <i>et al.</i> 1978	$510,7 \pm 0,5$	$1,22 \pm 0,22$	$< 3,2$	$\sim 0,9$
Ballon (CNES/INPE)	Alberhe <i>et al.</i> 1981	-	$3,4 \pm 2,1$	-	-
HEAO-3/HRGRS	Riegler <i>et al.</i> 1981	$510,92 \pm 0,23$	$1,13 \pm 0,13$	$1,6^{+0,9}_{-1,6}$	-
	Mahoney <i>et al.</i> 1994				
HEXAGONE	Durouchoux <i>et al.</i> 1993	$511,54 \pm 0,34$	$0,954 \pm 0,229$	$2,66 \pm 0,60$	-
	Smith <i>et al.</i> 1993	$511,33 \pm 0,41$	$1,00 \pm 0,24$	$2,9^{+1,0}_{-1,1}$	-
GRIS	Leventhal <i>et al.</i> 1993	$511,3 \pm 0,1$	$0,88 \pm 0,07$	$2,5 \pm 0,4$	-
SMM/GRS	Harris <i>et al.</i> 1990	-	$2,7^{+0,6}_{-0,7}$	< 43	$0,89^{+0,10}_{-0,06}$
WIND/TGRS	Harris <i>et al.</i> 1998	$510,98 \pm 0,10$	$1,07 \pm 0,05$	$1,81 \pm 0,54$	$0,94 \pm 0,04$
CGRO/OSSE	Kinzer <i>et al.</i> 2001	-	$1,3 - 3,1$	-	$0,93 \pm 0,04$
INTEGRAL/SPI	Jean <i>et al.</i> 2003a	$511,06^{+0,17}_{-0,19}$	$0,99^{+0,47}_{-0,21}$	$2,95^{+0,45}_{-0,51}$	-
	Lonjou <i>et al.</i> 2004	$511,02^{+0,08}_{-0,09}$	$0,96^{+0,21}_{-0,14}$	$2,67^{+0,30}_{-0,33}$	-
	Churazov <i>et al.</i> 2005	$510,954 \pm 0,075$	$0,716 \pm 0,035$	$2,37 \pm 0,25$	$0,94 \pm 0,06$
	Jean <i>et al.</i> 2006	-	$1,01 \pm 0,02$	$2,2 \pm 0,1$	$0,967 \pm 0,022$
	Weidenspointner <i>et al.</i> 2006	-	$0,935 \pm 0,054$	-	$0,92 \pm 0,09$

contexte que l'ESA a lancé l'observatoire *INTEGRAL*. L'étude de la raie à 511 keV constitue l'un des objectifs majeurs de son spectromètre SPI, qui associe les performances d'imagerie gamma propres aux masques codés à la haute résolution spectrale offerte par les détecteurs Germanium refroidis et qui peut donc fournir les informations sur la morphologie de l'émission et le profil de la raie indispensables pour résoudre l'énigme de son origine.

En termes de morphologie de la raie, l'analyse de la première année d'observation par Knödlseider *et al.* [2005] a confirmé que la carte d'émission peut être décrite par deux composantes diffuses, le bulbe et le disque. La composante centrale est fortement symétrique — le PLE n'est pas détecté — avec une largeur totale à mi-hauteur (FWHM) de $\sim 8^\circ$. Les données ne permettent pas de discriminer entre une source réellement diffuse et un ensemble de sources ponctuelles. Le rapport B/D entre les flux de la raie dans le bulbe et le disque, faiblement contraint par OSSE, semble compris dans la fourchette 1-3. L'analyse du spectre continu d'ortho-Positronium [Weidenspointner *et al.* 2006] révèle une morphologie spatiale compatible avec celle de la raie. Sous cette hypothèse, la fraction des positons ne s'annihilant pas directement est estimée à $f_{Ps} = 0,92 \pm 0,09$.

L'étude du centroïde de la raie, de sa largeur intrinsèque et de la fraction de Positronium [Churazov *et al.* 2005, Jean *et al.* 2006] a permis de caractériser le milieu d'annihilation : il est constitué à 49^{+2}_{-23} %* de la phase tiède neutre du modèle du milieu interstellaire de McKee et Ostriker [1977] et à 51^{+3}_{-2} % de la phase tiède ionisée.

4.3 Sources de positons

Nous avons vu que la production de positons obéit à des mécanismes universels tels que la création de paires, la désintégration des pions π^+ ou la radioactivité β^+ , mécanismes qui peuvent intervenir dans de nombreux types d'objets astrophysiques. Pourtant, réussir à expliquer l'origine des positons responsables de la raie à 511 keV observée en provenance du centre Galactique s'avère difficile. Nous considérons ici les points forts et les faiblesses de chacune des hypothèses envisagées.

4.3.1 Candidats astrophysiques

L'annihilation d'un positon étant un mécanisme somme toute universel, la difficulté rencontrée pour expliquer la raie du centre Galactique réside dans le taux élevé de production de positons qu'elle implique, $\sim 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, et dans sa morphologie, très concentrée dans le bulbe.

Les noyaux émetteurs β^+ , issus de la nucléosynthèse hydrostatique ou explosive, constituent la source astrophysique de positons la plus prometteuse. Des isotopes radioactifs (Tab. 4.2)

*L'incertitude élevée traduit le fait que jusqu'à 23 % de l'émission pourraient provenir de la phase froide.

Isotope	Vie moyenne	Chaîne de désintégration	Énergie des raies [keV]	Sites
^{56}Ni	111 j	$^{56}_{28}\text{Ni} \rightarrow ^{56}_{27}\text{Co}^* \rightarrow ^{56}_{26}\text{Fe}^*$	150 ; 750 ; 812 ; 847 ; 1238	SNe
^{57}Co	390 j	$^{57}_{28}\text{Ni} \rightarrow ^{57}_{27}\text{Co}^* \rightarrow ^{57}_{26}\text{Fe}^*$	14 ; 122 ; 136 ; 1370	SNe
^{22}Na	3,8 a	$^{22}_{11}\text{Na} \rightarrow ^{22}_{10}\text{Ne}^*$	1275	novæ
^{44}Ti	89 a	$^{44}_{22}\text{Ti} \rightarrow ^{44}_{21}\text{Sc}^* \rightarrow ^{44}_{20}\text{Ca}^*$	68 ; 78 ; 1157	SNe
^{26}Al	1,04 Ma	$^{26}_{13}\text{Al} \rightarrow ^{26}_{12}\text{Mg}^*$	1809	SNe, novæ, étoiles Wolf-Rayet et AGB
^{13}N	14 min	$^{13}_7\text{N} \rightarrow ^{13}_6\text{C}^*$	2220	novæ
^{18}F	2,6 h	$^{18}_9\text{F} \rightarrow ^{18}_8\text{O}^*$	1656	novæ

TAB. 4.2: Noyaux émetteurs β^+ et raies γ associées.

sont synthétisés dans des milieux généralement opaques et un mécanisme d'éjection dans le milieu interstellaire des isotopes ou des positons eux-même est requis : il peut s'agir d'évènements explosifs — novæ, supernovæ (SNe) — ou de synthèse dans des objets à perte de masse, notamment par vents stellaires, et mélange interne importants — étoiles Wolf-Rayet, variables bleues lumineuses (LVB), étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB). Pour évaluer la contribution de chaque isotope β^+ , il convient donc de considérer : (i) la fréquence et la distribution spatiale des sites où il est synthétisé, (ii) le taux de production de cet isotope dans ces sites, (iii) la fraction des particules β^+ produites susceptibles de s'échapper du site pour être éjectées dans le MIS.

Novæ Dans les novæ, les canaux de production de positons sont l'Azote 13, le Fluor 18, le Sodium 22 et l'Aluminium 26, mais seuls les deux derniers éléments ont des durées de vie assez longues pour être éjectés dans le MIS avant de se désintégrer et d'émettre des positons. Le taux de ~ 35 novæ observées chaque année dans la Voie Lactée conduirait à une contribution significative, aussi bien dans le disque que dans le bulbe Galactiques [Dermer et Murphy 2001], mais insuffisante pour expliquer les observations, qui n'ont par ailleurs pas mis en évidence la raie du Sodium 22. D'après Hernanz et José [2006], le champ de vue réduit d'*INTEGRAL* ne lui permet pas de détecter l'émission d'annihilation des novæ, observable seulement par un monitoring continu.

LMXB L'idée que les systèmes binaires accrétants à trou noir ou étoile à neutron, notamment les microquasars, soient responsables du taux d'injection de positons requis pour le bulbe est peu probable, bien que les détections par *GRANAT*/*SIGMA* de possibles raies «redshiftées» dans 1E 1740.7-2942 et dans la nova de la Mouche impliquent des taux de production, par effet de paire, importants. Étant donné le caractère fortement transitoire de ces manifestations, le bulbe Galactique pourrait ne pas contenir suffisamment d'objets compacts de ce type. Leur implication dans la production de positons dans le disque est en cours d'étude [Weidenspointner *et al.* 2007].

Supernovae thermonucléaires Produisant une quantité de Nickel 56 importante ($M_{56} \sim 0,6 M_{\odot}$) et possédant une enveloppe assez fine permettant à près de 3% des positons de s'échapper, les supernovæ de type Ia — thermonucléaires — ont été considérées comme une des principales sources possibles de positons dans le bulbe Galactique, dont la population d'étoiles est relativement vieille. Cependant, expliquer le taux de positons s'annihilant par les seules SNe Ia dans le bulbe requiert une fréquence des SNe Ia de $0,50^{+0,14}_{-0,11}$ par siècle qui, même en prenant en compte les supernovæ promptes associées à la population jeune du noyau du bulbe, reste supérieur d'un facteur 10 au taux effectif déduit des modèles d'évolution de galaxies [Schanne *et al.* 2006a, et références incluses].

Supernovæ gravitationnelles Les supernovæ de type II, dotées d'une large enveloppe d'Hydrogène réduisant fortement la fraction d'échappement et synthétisant une masse de Nickel 56 $M_{56} \sim 0,07 M_{\odot}$, inférieure d'un facteur 10 à celle des SNe Ia, ne contribuent que minoritairement à la production de positons Galactiques.

Aluminium 26 Déjà cartographié par *CGRO*/*COMPTEL* [Oberlack 1998] et cible du spectromètre SPI, l'Aluminium 26 est responsable d'une production importante de positons, le flux détecté à 1809 keV suggérant la synthèse de $2-3 M_{\odot}$ d' ^{26}Al par million d'années. Cependant, le flux observé dans le bulbe paraît trop faible et la faible dispersion en latitude de sa distribution indique qu'il n'en constitue pas le contributeur majeur. L' ^{26}Al pourrait par contre contribuer significativement au flux de 511 keV du disque.

Titane 44 Malgré sa longue durée de vie favorisant son échappement, le Titane 44, qui est produit en bien plus faible quantité que le Nickel 56, participe peu à la production de positons des SNe. À ce jour, le seul reste de supernova où une raie du Titane 44 ait été détectée de manière certaine — successivement par *COMPTEL*, *BEPOSAX* et *INTEGRAL*/*IBIS* [Renaud *et al.* 2006, Renaud 2006] est Cassiopée A, tandis que la détection de *COMPTEL* dans Vela Junior reste controversée.

Hypernovæ Le taux de 0,5 SN Ia par siècle requis pour expliquer la production de positons étant trop élevé, la découverte d'une classe spéciale de supernovæ de type Ic, de forte intensité et à éjecta rapides, a mené à une nouvelle hypothèse : les positons proviendraient d'événements analogues à SN 2003dh, sursaut gamma interprété comme l'explosion asymétrique d'une étoile Wolf-Rayet. La fréquence de ces «hypernovæ» ne devrait alors être que de l'ordre de 0,2 par millier d'années [Schanne *et al.* 2004] mais elle pourrait également se révéler trop élevée par rapport à la fréquence effective.

Pulsars et pulsars milliseconde Évoquée par Wang *et al.* [2006], l'hypothèse de positons émis par les pulsars milliseconde est handicapée par le grand nombre d'électrons indésirables également émis et l'énergie élevée à laquelle les leptons sont injectés dans le MIS, qui implique un rayonnement gamma continu de thermalisation incompatible avec les observations.

D'autres scénarios astrophysiques ont été envisagés : une injection massive de positons ultra-relativistes, thermalisés depuis, par le trou noir supermassif Sagittarius A^{*}, suite à la capture d'étoiles il y a 10 000 ans [Cheng *et al.* 2006], le rayonnement de Hawking des trous noirs primordiaux [Frampton et Kephart 2005], ... mais aucun ne donne pleine satisfaction.

4.3.2 Candidats exotiques

Devant les incertitudes entachant chacun des scénarios astrophysiques et les difficultés rencontrées pour rendre compte via ces candidats «classiques» du flux et de la morphologie de la raie d'annihilation électron - positon observée au centre Galactique, des sources impliquant de la physique plus exotique ont été envisagées. Elles sont décrites plus en détails dans le chapitre 5.

4.3.3 Combinaisons de candidats

Même si aucun des candidats cités précédemment, astrophysique ou «exotique», ne parvient à lui seul à expliquer le flux de la raie à 511 keV au centre Galactique, il convient tout-de-même d'effectuer un bilan combinant l'ensemble des candidats. Par ailleurs, lors des considérations morphologiques, il faut distinguer le lieu de production des positons et celui d'annihilation : les observations ne reflètent pas leur source mais leur cible d'annihilation. Prantzos [2006] a ainsi proposé un transfert des positons du disque Galactique au bulbe, par le biais d'un champ magnétique ordonné. Cette hypothèse mérite qu'on s'y attache même si de récentes simulations Monte-Carlo par [Gillard *et al.* 2007] suggèrent que des positons de moins de 1 MeV produits par une population d'étoiles vieilles (SNe Ia ou LMXB) et se propageant dans le champ magnétique du disque ne peuvent probablement pas pénétrer dans le bulbe.

4.4 Analyse des observations *INTEGRAL* de l'annihilation électron-positon

Après avoir introduit les enjeux scientifiques de l'étude avec *INTEGRAL*/SPI de l'annihilation des positons au centre Galactique, je présente ici des résultats de l'analyse des observations SPI de l'annihilation des positons au centre Galactique, déjà entamée au chapitre 3, où un des aspects clefs de cette étude, la soustraction du bruit de fond, a été abordée. Nous nous plaçons ici dans le cadre des techniques de *model fitting*.

4.4.1 Jeux de données

Pour cette analyse, j'ai utilisé l'ensemble des données disponibles entre les orbites n° 43 et 386, en décembre 2005 (soit 3 ans d'exploitation), en considérant trois jeux distincts correspondant aux périodes où le spectromètre disposait de respectivement 19, 18 puis 17 détecteurs Germanium en état de marche. Après pré-traitement des données et suppression des pointages perturbés par l'activité solaire ou le passage des ceintures de radiation, nous disposons d'un temps total d'exposition de 47 Ms réparti suivant les cartes et profils d'exposition présentée Fig. 4.9 et 4.10.

4.4.2 Méthodologie

Traitement identique des champs vides et des observations pointées Contrairement au chapitre 3, où nous distinguons clairement champs vides, dédiés à l'apprentissage du modèle de bruit de fond, et observations du champ, où était recherché le signal, nous traitons ici simultanément l'ensemble des données et essayons de les reproduire via un modèle complet incluant à la fois bruit de fond et signal.

Ajustement de modèle Plutôt qu'une technique d'imagerie directe «en aveugle» — *i.e.* ne requérant pas d'hypothèse forte sur la morphologie spatiale de l'émission — telle que les méthodes de Richardson-Lucy ou du maximum d'entropie, évoquées en annexe B, nous employons ici la technique de l'«*ajustement de modèle*» (en anglais *model fitting*). Au lieu d'être l'aboutissement d'un processus itératif convergeant vers une solution, la carte de l'émission de la Galaxie reflétée dans les données constitue une entrée dont un nombre restreint de paramètres restent à ajuster, notamment l'amplitude globale de l'émission ; mais l'intensité de chaque direction du ciel n'est pas ajustée indépendamment.

Formulation mathématique Considérons une observation constituée de N_p pointés durant laquelle pour simplifier le nombre de détecteurs Germanium fonctionnant, $N_d \in \{17, 18, 19\}$, reste constant. Durant le pointé $1 \leq p \leq N_p$ de durée Δt_p , le détecteur $1 \leq d \leq N_d$ a été actif

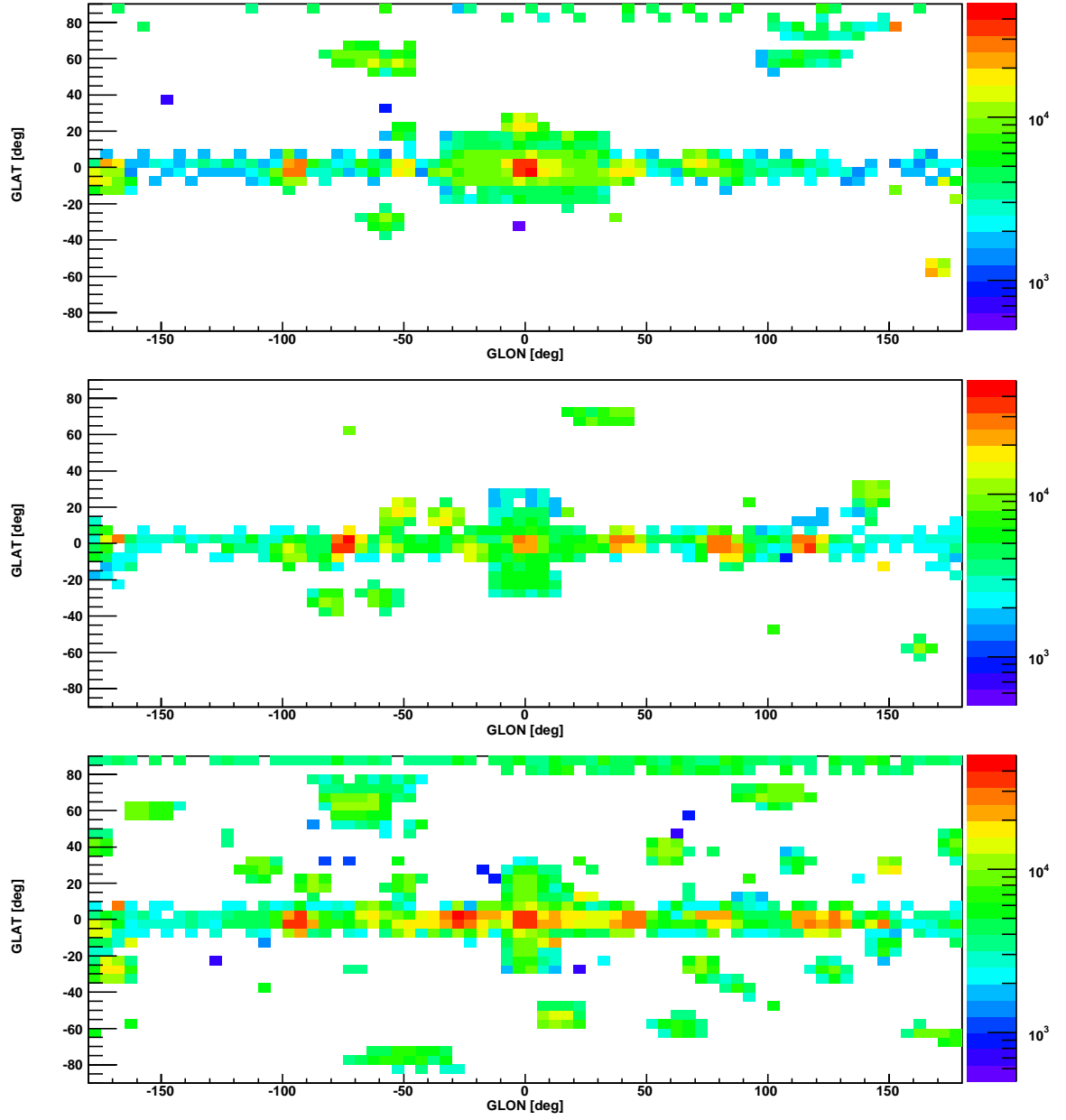


FIG. 4.9: Cartes d'exposition, en secondes, des trois jeux de données nettoyées utilisés, correspondant aux périodes où le spectromètre fonctionnait avec respectivement 19, 18 et 17 détecteurs Germanium.

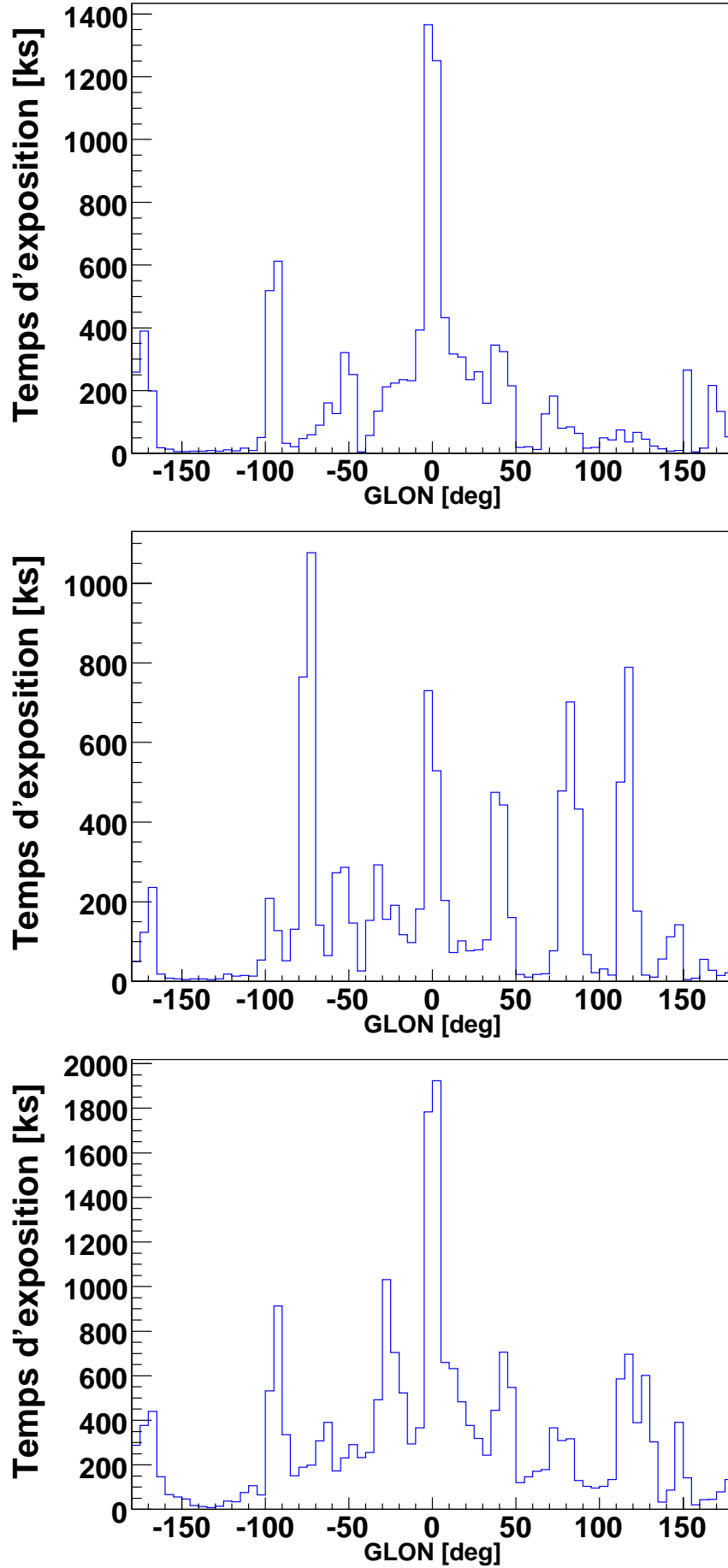


FIG. 4.10: Profils en longitude des cartes d'exposition de la Fig. 4.9.

durant une fraction $1 - \text{dead}_{p,d}$ du temps d'exposition et a enregistré un nombre $C_y = C_{p,d}$ de coups dans une bande spectrale de largeur ΔE autour de l'énergie E , avec une incertitude $\sigma_{C_{p,d}}$. Ces coups peuvent se répartir entre deux origines différentes :

- la contribution $S_{p,d}$ (*Sky*) des sources astrophysiques ;
- le bruit de fond instrumental $B_{p,d}$ (*Background*) ;

Par ailleurs, ces détections sont entachées de fluctuations statistiques $N_{p,d}$ (*Noise*), que nous considérerons comme additives et de nature poissonienne ou gaussienne.

Comme l'exprime l'équation 4.24, la combinaison du signal astrophysique S et du bruit instrumental B peut être considérée comme la projection $P = S + B$ sur le plan de détection de l'instrument d'un «objet» virtuel O qui constitue notre inconnue. Jusqu'ici nous avons conservé au problème sa formulation générale ; la particularité de la technique du *model fitting* réside dans le fait que la recherche de cette inconnue s'effectue sous de fortes contraintes, limitant le nombre de variables.

$$C_{p,d} = [S_{p,d} + B_{p,d}] + N_{p,d} = P_{p,d}(O) + N_{p,d} \quad (4.24)$$

Modèle de bruit de fond Suivant les conclusions du chapitre 3, nous reproduisons le bruit par une combinaison purement linéaire de traceurs, plus un terme constant :

$$\begin{aligned} B_{p,d} &= c_{(d,orbite)}^0 + \left\{ c_{(d,orbite)}^1 T_p^1 + \dots + c_{(d,orbite)}^n T_p^n \right\} + \left\{ c_{(d,orbite)}'^1 T_{p,d}'^1 + \dots + c_{(d,orbite)}'^{m'} T_{p,d}'^{m'} \right\} \\ &= B_{p,d}(\vec{c}) . \end{aligned} \quad (4.25)$$

Parmi les traceurs choisis, certains dépendent à la fois du temps (du pointé) et du détecteur tandis que d'autres ne proviennent pas de comptages du plan de détection et dépendent uniquement du temps. Quoiqu'il en soit, pour chacun des traceurs, nous fixerons une dépendance des coefficients à lui appliquer : vis-à-vis du détecteur et/ou du temps. Étant donnée la durée de l'observation utilisée, nous serons éventuellement amenés à ajuster le bruit de fond indépendamment pour chaque orbite.

L'équation 4.25 correspond au cas multi-détecteurs, par opposition à l'approche dite *light bucket* où le modèle de bruit de fond prend simplement la forme :

$$B_p(\vec{c}) = c_{(orbite)}^0 + \left\{ c_{(orbite)}^1 T_p^1 + \dots + c_{(orbite)}^n T_p^n \right\} \quad (4.26)$$

Modèles de morphologie spatiale Le signal astrophysique recherché peut lui aussi être décrit comme une combinaison linéaire de plusieurs sources. Que ces sources soient ponctuelles ou étendues, que leur émission obéisse à une carte ou à une loi mathématique, on peut ramener

chaque composante à une carte décrivant virtuellement toute la Galaxie et projeter cette carte à travers la réponse de l'instrument :

$$\begin{aligned}
S_{p,d} &= \kappa^1 \sum_{l,b} \{R_d[\alpha(p,l,b), \zeta(p,l,b), E] \Omega_{l,b} \Delta E \Delta t_{p,d} (1 - \text{dead}_{p,d})\} I_{l,b}^1(\vec{\lambda}^1) \\
&+ \dots \\
&+ \kappa^{N_s} \sum_{l,b} \{R_d[\alpha(p,l,b), \zeta(p,l,b), E] \Omega_{l,b} \Delta E \Delta t_{p,d} (1 - \text{dead}_{p,d})\} I_{l,b}^{N_s}(\vec{\lambda}^{N_s}) \\
&= S_{p,d}(\vec{\kappa}, \vec{\lambda}),
\end{aligned} \tag{4.27}$$

où :

- N_s représente le nombre de composantes via lequel on essaie de décrire le signal astrophysique ;
- $I_{b,l}^s$ l'intensité émise par unité d'angle solide par la composante numéro s depuis la direction de coordonnées galactiques (l, b) , en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1} \text{sr}^{-1}$;
- $\Omega_{l,d}$ l'angle solide sous-tendu par le pixel centré aux coordonnées (l, b) dans la carte utilisée comme support ;
- $R_d[\alpha, \zeta, E]$ la réponse* du détecteur d , en $\text{coups cm}^2 \text{ph}^{-1}$, à une source vue par le spectromètre sous un angle azimutal $\alpha(p, l, b)$ et un angle zénithal $\zeta(p, l, b)$, et émettant un flux de $1 \text{ ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à l'énergie E dans une bande de largeur ΔE ;
- $\Delta t_{p,d} (1 - \text{dead}_{p,d})$ le *live time* du détecteur n° d durant le pointé p .

Les inconnues à déterminer sont les amplitudes $\kappa^1, \dots, \kappa^{N_s}$ de toutes les composantes et leurs paramètres spatiaux éventuels $\vec{\lambda}^1, \dots, \vec{\lambda}^{N_s}$.

Morphologie gaussienne Les modèles de morphologie utilisés peuvent être des cartes obtenues expérimentalement, par exemple celle du ^{12}CO , ou des lois phénoménologiques représentant les structures Galactiques, comme le bulbe ou le disque, ou des morphologies théoriques, comme les modèles de Navarro, Frenk, et White et de Moore *et al.* de distribution de la matière noire. Dans cette étude, nous utiliserons uniquement la morphologie gaussienne à deux dimensions circulaire :

$$I_{b,l} = \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(l - l_c)^2 + (b - b_c)^2}{\sigma^2} \right] \tag{4.28}$$

centrée en $(l_c, b_c) = (0^\circ, 0^\circ)$, où nous ferons varier la largeur totale à mi-hauteur $\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$, ainsi que des sources ponctuelles.

*Nous omettons ici les enjeux liés au caractère non-diagonal de la réponse instrumentale.

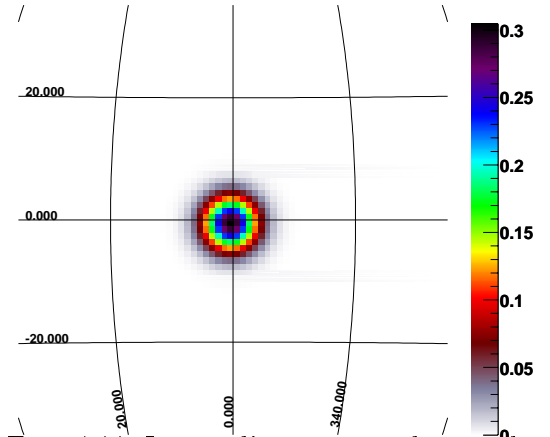


FIG. 4.11: Image d'une source de morphologie gaussienne de 7° de FWHM.

En pratique, nous projetons par avance à travers la réponse une série de morphologies gaussiennes de largeurs fixées ainsi que des sources ponctuelles connues de forte amplitude susceptibles de «polluer» l'observation des sources diffuses, comme le Crabe, Sco X-1, Vela X-1 ou Cygnus X-1. Nous pouvons ensuite traiter les comptages correspondant à ces signaux projetés comme des «traceurs» classiques — en dehors d'une éventuelle contrainte de positivité — à combiner linéairement avec les traceurs du bruit de fond. Cette technique présente

l'avantage de maintenir la linéarité du problème, permettant une convergence plus rapide des algorithmes ; elle donne accès au flux de la source, via l'amplitude du modèle ; par contre, le nombre de solutions testées sera plus restreint que si nous avons conservé les paramètres spatiaux comme variables.

Dans le cas de l'approche *light bucket*, nous procédons d'abord à une projection des sources sur chaque détecteur, en prenant en compte le motif du maque codé, puis effectuons la sommation des taux de comptage obtenus. Par la suite, l'ensemble des grandeurs manipulées sont globales, relatives à l'ensemble des 19 détecteurs Germanium, même si nous conservons par endroits des notations plus générales.

Algorithme Nous sommes donc confrontés à l'inversion du problème

$$C = P(\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda}) + N. \quad (4.29)$$

Pour le résoudre, nous nous plaçons sous une hypothèse de fluctuations statistiques N gaussiennes, et d'indépendance des détections successives. Nous cherchons à maximiser la densité de probabilité a priori $p(\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda}/C)$ que le meilleur modèle obéissant à nos contraintes soit celui de paramètres $(\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda})$ sachant que nous avons obtenu la détection C . Pour cela, la méthode du maximum de vraisemblance (*maximum likelihood* ou ML) préconise [Starck *et al.* 2002] de maximiser la densité de probabilité conditionnelle $p(C/\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda})$ d'obtenir une telle détection C sachant que la source présente effectivement ces paramètres $(\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda})$:

$$p(C/\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda}) = \prod_{p,d} \frac{1}{\sigma_{C_{p,d}} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(C_{p,d} - P_{p,d})^2}{2\sigma_{C_{p,d}}^2}}, \quad (4.30)$$

ce qui revient à minimiser l'«invraisemblance logarithmique» L :

$$\begin{aligned} L = -\ln p &= \sum_{p,d} \frac{(C_{p,d} - P_{p,d})^2}{2\sigma_{C_{p,d}}^2} + \sum_{p,d} \ln(\sigma_{C_{p,d}} \sqrt{2\pi}) \\ &= \frac{1}{2} \chi^2(\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda}) + \text{constante} \end{aligned} \quad (4.31)$$

ou, de manière équivalente, à minimiser par rapport aux coefficients $(\vec{c}, \vec{\kappa}, \vec{\lambda})$ le chi carré χ^2 entre les données (pointages *et* champs vides) et le modèle associant bruit de fond et signal. Tel est l'objet du programme `aspi_vals_modelfitting`, qui utilise pour cela la méthode du gradient conjugué implémentée dans MINUIT [James et Roos 1994]. Contrairement aux équations ci-dessus qui manipulent des nombres de coups absolus, ce programme utilise directement les taux de comptages par pointé en *coups par seconde corrigés du temps mort* (voir page 39).

4.4.3 Analyse de la raie d'annihilation à 511 keV

Morphologie spatiale de la source La technique de *model fitting* décrite ci-dessus a été appliquée à la raie à 511 keV de la région du centre Galactique, afin de déterminer les dimensions de la zone émettrice, dans l'hypothèse où sa morphologie est compatible avec une gaussienne circulaire d'origine le Centre Galactique – ce qui revient à dire que nous négligeons ici la contribution propre du disque. Le taux de comptage étudié est celui d'une bande de $\Delta E = 10$ keV de large autour de $m_e c^2 \simeq 511$ keV. Nous nous plaçons en mode collimateur et utilisons le taux global de tous les détecteurs Germanium actifs.

Divers combinaisons de traceurs ont été testées pour le modèle de bruit de fond, nous retenons ici l'utilisation des seuls événements saturants mais avec un coefficient différent pour chaque orbite. Il est combiné avec la projection d'un modèle spatial gaussien de largeur à mi-hauteur fixée, entre 4 et 12 degrés, ce qui donne un total de $N_{\text{orbites}} + 1$ variables, où N_{orbites} est le nombre de révolutions du satellite traitées :

$$P_p(\vec{c}, \kappa) = c_{\text{orbite}} \text{AfeeSat}_p + \kappa (R \otimes G_{FWHM})_p. \quad (4.32)$$

Chaque ajustement fournit, outre les coefficients \vec{c} du modèle de bruit de fond, l'amplitude κ de la source ainsi qu'un chi carré permettant de juger de l'adaptation de la FWHM testée aux données. La comparaison des χ^2 obtenus d'une source testée à l'autre permet de déterminer la FWHM optimale.

La figure 4.12 montre ainsi l'évolution du chi carré réduit en fonction de la largeur à mi-hauteur. Cette courbe correspond aux résultats obtenus en traitant simultanément les trois jeux de données : la combinaison des résultats du traitement indépendant de chaque jeu conduit à une conclusion similaire. Le minimum de la courbe

$$\chi_{\min}^2 = 19986,8 \quad (18751 \text{ d.d.l.}) \quad (4.33)$$

fournit la FWHM optimale tandis que la ligne horizontale pointillée, correspondant à la valeur $\chi_{min}^2 + 1$, donne l'incertitude (statistique) à 1 sigma :

$$FWHM = 7,08^{+1,49}_{-1,16} \text{ °} . \quad (4.34)$$

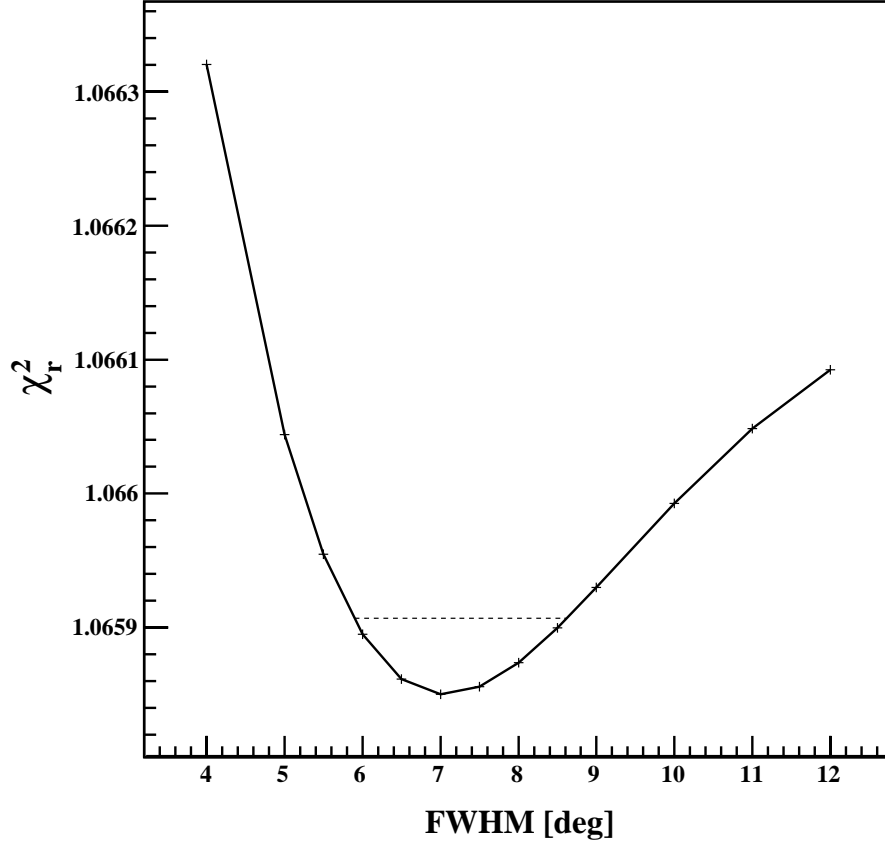


FIG. 4.12: Détermination de la taille de la zone émettrice de la raie à 511 keV au centre Galactique : chi carré réduit (18751 degrés de liberté) en fonction de la largeur à mi-hauteur d'une source de morphologie gaussienne.

Flux de la raie Une fois choisi le modèle spatial gaussien de largeur 7°, l'ajustement nous fournit le facteur multiplicatif à appliquer à ce modèle puis, par intégration de la carte de la source gaussienne, une première estimation du flux de la raie à 511 keV :

$$F_{2\gamma} = (1,12 \pm 0,03) 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} . \quad (4.35)$$

Avant d'en déduire le flux de positons s'annihilant dans le bulbe, il nous reste encore à déterminer la fraction de Positronium.

TAB. 4.3: Spectre de l'émission diffuse continue de SPI obtenu dans l'hypothèse d'une source gaussienne de 7° de large, en mode collimateur. Les valeurs élevées du χ^2 carré réduit à basse énergie indique l'inadéquation du modèle spatial choisi aux sources ponctuelles présentes dans l'émission.

Bande d'énergie [keV]	Flux [$\times 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ keV $^{-1}$]	Erreur stat.	$\chi^2/\text{d.d.l.}$
200-250	8,99 \pm 0,25		1,74
250-300	5,58 \pm 0,20		1,51
300-350	4,29 \pm 0,18		1,48
350-400	2,81 \pm 0,15		1,25
400-450	2,64 \pm 0,14		1,36
450-500	2,30 \pm 0,14		1,18
506-507	4,00 \pm 0,83		1,00
507-508	4,91 \pm 0,88		1,00
508-509	7,62 \pm 1,03		1,05
509-510	17,73 \pm 1,32		1,07
510-511	28,83 \pm 1,56		1,01
511-512	23,98 \pm 1,56		1,02
512-513	15,92 \pm 1,30		1,07
513-514	6,48 \pm 1,00		1,04
514-515	0,81 \pm 0,82		1,00
515-516	2,36 \pm 0,80		1,02
525-545	0,31 \pm 0,16		1,06

4.4.4 Analyse du spectre d'annihilation

L'étape suivante consiste à extraire le spectre de l'annihilation électron-positon. Pour cela, nous considérons la gamme 200-525 keV où nous définissons 17 bandes d'énergie. Chaque bande se voit appliquer, indépendamment l'une de l'autre, le même traitement que précédemment, avec une largeur à mi-hauteur de la source *imposée* à 7° , afin d'en déduire l'intensité de l'émission diffuse continue. Le «traceur» utilisé pour représenter la source astrophysique étant le même pour chaque bande, le résultat est corrigé pour prendre en compte l'aire efficace exacte à chaque énergie. Les résultats sont donnés par le tableau 4.3 : la dernière colonne indique la qualité de l'ajustement et les valeurs élevées du $\chi^2/\text{d.d.l.}$ à basse énergie indiquent que notre modèle spatial n'est plus valable, du fait de la contribution des sources ponctuelles.

Le spectre qui recouvre notre bande initiale de $\Delta E = 10$ keV de large du paragraphe 4.4.3 avec des canaux de 1 keV est représenté Fig. 4.13. Afin d'étudier la largeur intrinsèque de

cette raie, nous cherchons à lui ajuster un modèle spectral. Le modèle utilisé ici est simplement composé d'une raie de profil gaussien, centrée à 511 keV, d'écart-type $\sigma_{2\gamma}$ et perchée sur une marche, un échelon* figurant l'ortho-Positronium, présent uniquement à gauche de la raie :

$$\frac{dF}{dE} = \kappa_{3\gamma} \mathcal{H}(E - m_e c^2) + \frac{F_{2\gamma}}{\sigma_{2\gamma} \sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{(E - m_e c^2)^2}{2\sigma_{2\gamma}^2} \right]} \quad (4.37)$$

Nous approximons ici le spectre de Ore et Powell (Équ. 4.17) par une fonction linéaire de l'énergie et relient son amplitude à notre modèle par continuité en $m_e c^2$ avec l'échelon :

$$\frac{dF_{3\gamma}}{dE} \simeq \frac{\kappa_{3\gamma}}{2} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right). \quad (4.38)$$

nous pouvons ainsi accéder au flux continu 3γ intégré :

$$F_{3\gamma} = \int_0^{m_e c^2} \frac{dF_{3\gamma}}{dE} dE \simeq \frac{\kappa_{3\gamma} m_e c^2}{4}, \quad (4.39)$$

puis à la fraction de Positronium (Équ. 4.14). Finalement, exprimé en fonction des paramètres physiques d'intérêt, notre modèle spectral de la raie prend la forme :

$$\frac{dF}{dE} = \frac{F_{2\gamma}}{m_e c^2} \frac{9f_{Ps}}{2[(1 - f_{Ps}) + f_{Ps}/4]} \mathcal{H}(E - m_e c^2) + \frac{F_{2\gamma}}{\sigma_{2\gamma} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E - m_e c^2)^2}{2\sigma_{2\gamma}^2}}. \quad (4.40)$$

Cependant, avant de procéder à l'ajustement, la résolution en énergie de l'instrument, de l'ordre de $FWHM_{instr} = 2$ keV de largeur totale à mi-hauteur à 511 keV [Roques *et al.* 2003], doit être prise en compte. Le spectre précédent est donc convolué avec une gaussienne de paramètre σ_{instr} , d'où la formule utilisée pour obtenir le modèle ajusté Fig. 4.13, qui fait intervenir la fonction d'erreur $\text{erf}(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^E e^{-\epsilon^2} d\epsilon$:

$$\boxed{\frac{dF}{dE} = \frac{F_{2\gamma}}{m_e c^2} \frac{9f_{Ps}}{2[(1 - f_{Ps}) + f_{Ps}/4]} \frac{1}{2} \left(1 - \text{erf}\left(\frac{E - m_e c^2}{\sigma_{instr} \sqrt{2}}\right) \right) + \frac{F_{2\gamma}}{\sigma_{2\gamma} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E - m_e c^2)^2}{2\sigma_{2\gamma}^2}} \quad (4.41)}$$

avec $\sigma_{tot}^2 = \sigma_{instr}^2 + \sigma_{2\gamma}^2$.

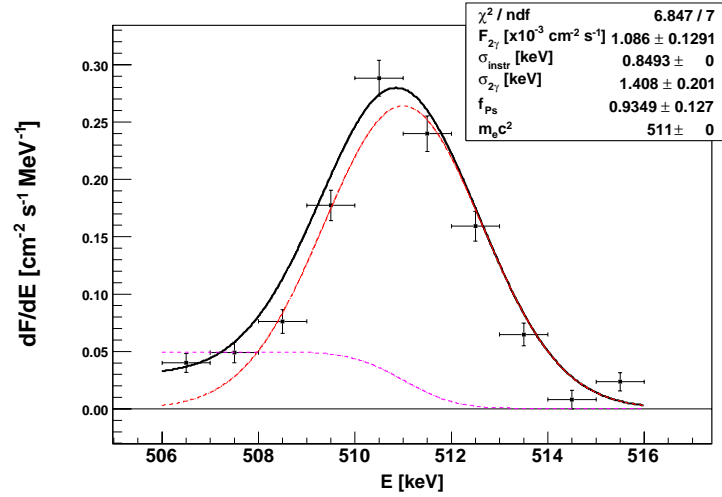
*On adopte ici comme définition de la fonction Heaviside :

$$\mathcal{H}(E) = \begin{cases} 1 & \text{si } E < 0 \\ \frac{1}{2} & \text{si } E = 0 \\ 0 & \text{si } E > 0 \end{cases} \quad (4.36)$$

TAB. 4.4: Paramètres obtenus lors de l'ajustement du spectre de la raie à 511 keV (Fig. 4.13) extrait de 12 Ms de temps d'observation (1 an d'exploitation) avec un modèle simple incluant une raie 2γ gaussienne et un échelon (Équ. 4.41).

Flux $F_{2\gamma}$ de la raie [$\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	1,086 \pm 0,129
Flux continu $F_{3\gamma}$ [$\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	3,821 \pm 1,415
Taux d'injection R_{inj} [$\times 10^{43}$ e $^{+}$ s $^{-1}$]	1,39 \pm 0,70
Fraction de Positronium f_{Ps}	0,935 \pm 0,127
Largeur intrinsèque $FWHM_{2\gamma}$ [keV]	3,3 \pm 0,5
Largeur instrumentale $FWHM_{instr}$ [keV]	2,0 (fixe)
$\chi^2/\text{d.d.l.}$	6,85/7

FIG. 4.13: Ajustement au spectre SPI de la raie à 511 keV d'un modèle de base incluant une raie 2γ gaussienne et un échelon (Équ. 4.41).



Les résultats de l'ajustement de ce modèle à la raie sont donnés dans le tableau 4.4 : les flux 2γ et 3γ ainsi que la fraction de Positronium obtenus sont compatibles avec les autres études des données SPI. La largeur intrinsèque dérivée pour la raie paraît un peu élevée. Cela pourrait s'expliquer par la non-correction du phénomène de dégradation de la résolution en énergie entre deux recuits et l'absence de prise en compte de la composante non-diagonale de la réponse instrumentale.

Afin de mieux étudier la fraction de Positronium, nous procédons ensuite à l'ajustement de l'intégralité du spectre entre 300 et 545 keV. Cette fois, au lieu d'un simple échelon ou d'une loi linéaire, nous utilisons la fonction d'Ore et Powell exacte (Équ. 4.17) pour modéliser le spectre 3γ , et nous procédons également à sa convolution avec une gaussienne $G_{\sigma_{instr}}(E)$ de 2 keV de large. Le modèle de la raie fine gaussienne — nous n'employons à nouveau qu'une seule composante — reste inchangé. Par contre, il faut désormais tenir compte de l'émission continue sur laquelle vient se percher le spectre d'annihilation et qui à basse énergie domine l'ortho-Positronium.

S'agissant de ce spectre continu sous-jacent, son interprétation et donc sa modélisation restent délicates. La raie à 511 keV, en plus d'occuper une gamme d'énergie particulièrement difficile à observer d'un point de vue instrumental du fait des difficultés de focalisation des photons γ , se situe en effet à l'intersection de deux domaines très différents de l'Astrophysique. Un des succès d'*INTEGRAL*/ISGRI a été de montrer que la majeure partie de l'émission gamma de basse énergie, soit en-deçà de 200 keV, provenait de sources compactes [Lebrun *et al.* 2004]. Par contre, à plus haute énergie, les télescopes *CGRO*/EGRET et *-*/COMPTEL ont permis de prouver que l'émission γ de haute énergie avait comme origine le milieu interstellaire. Dans la gamme occupée par le spectre d'ortho-Positronium, l'origine de l'émission continue diffuse est incertaine. Pour la modéliser, nous utiliserons une loi de puissance d'indice négatif α . Le modèle global prend alors la forme :

$$\frac{dF}{dE} = K_{1\text{ MeV}} \left(\frac{E}{1\text{ MeV}} \right)^\alpha + \frac{F_{2\gamma}}{\sigma_{tot} \sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{(E - m_e c^2)^2}{2\sigma_{tot}^2} \right]} + F_{3\gamma} \left(\frac{df_{3\gamma}}{dE} \otimes G_{\sigma_{instr}} \right) (E) \quad (4.42)$$

avec $\sigma_{tot}^2 = \sigma_{instr}^2 + \sigma_{2\gamma}^2$.

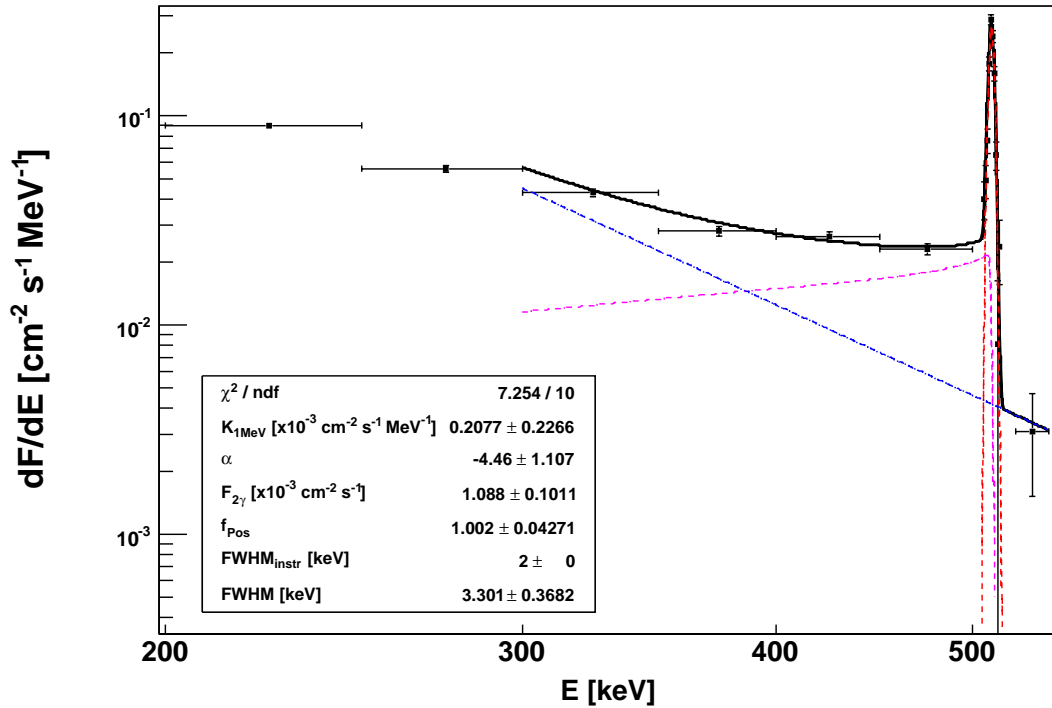


FIG. 4.14: Ajustement, au spectre SPI obtenu avec une morphologie spatiale présupposée gaussienne de largeur 7° , d'un modèle d'émission constitué d'une raie, d'un spectre d'ortho-Positronium et d'une loi de puissance. L'indice de la loi de puissance a été laissé libre.

L'indice α de la loi de puissance est mal déterminé ; généralement fixé lors des ajustements, il varie de -1,75 chez Jean *et al.* [2006], d'après les mesures d'OSSE [Kinzer *et al.* 1999] dans le même domaine d'énergie, à -2,0 chez Churazov *et al.* [2005], en passant par -1,82 chez Strong *et al.* [2005], d'après l'analyse des données SPI elles-mêmes (et COMPTEL).

TAB. 4.5: Paramètres obtenus en ajustant un modèle sur le spectre d'annihilation : amplitude $K_{1\text{ MeV}}$ et indice α de la loi de puissance représentant la composante continue non-résolue, flux $F_{2\gamma}$ et largeur intrinsèque $FWHM_{2\gamma}$ de la raie d'annihilation et fraction de Positronium f_{Ps} . La sensibilité de l'ajustement au domaine d'énergie considéré, de E_{min} à 545 keV, et à l'indice de la loi de puissance a été étudiée. La dernière colonne indique le chi carré réduit du *fit*.

	E_{min} [keV]	α [-]	$K_{1\text{ MeV}}$ [$\times 10^{-3}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$]	$F_{2\gamma}$ [$\times 10^{-3}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	f_{Ps} [-]	$FWHM_{2\gamma}$ [keV]	$\chi^2/\text{d.d.l.}$ [-]
α libre	200	$-3,92 \pm 0,74$	$0,33 \pm 0,27$	$1,073 \pm 0,102$	$1,00 \pm 0,04$	$3,3 \pm 0,4$	8,3/12
	250	$-4,16 \pm 0,88$	$0,27 \pm 0,24$	$1,079 \pm 0,101$	$1,00 \pm 0,04$	$3,3 \pm 0,4$	7,7/11
	300	$-4,46 \pm 1,11$	$0,21 \pm 0,23$	$1,088 \pm 0,101$	$1,00 \pm 0,04$	$3,3 \pm 0,4$	7,3/10
	350	$-4,61 \pm 1,74$	$0,19 \pm 0,28$	$1,096 \pm 0,102$	$1,00 \pm 0,04$	$3,3 \pm 0,4$	7,3/9
	400	$-5,44 \pm 2,22$	$0,11 \pm 0,19$	$1,066 \pm 0,099$	$1,00 \pm 0,05$	$3,4 \pm 0,4$	6,5/8
	450	$+2,31 \pm 22,22$	$13,95 \pm 194,50$	$1,047 \pm 0,103$	$1,05 \pm 0,08$	$3,3 \pm 0,4$	6,3/7
α fixé	200	-1,82	$1,12 \pm 0,54$	$1,016 \pm 0,106$	$0,84 \pm 0,06$	$3,1 \pm 0,4$	47,5/13
		-1,75	$4,15 \pm 0,25$	$1,013 \pm 0,106$	$0,83 \pm 0,07$	$3,1 \pm 0,4$	53,0/13
		-2,00	$3,02 \pm 0,21$	$1,025 \pm 0,106$	$0,88 \pm 0,06$	$3,1 \pm 0,4$	36,0/13
	250	-1,82	$3,49 \pm 0,23$	$1,019 \pm 0,106$	$0,88 \pm 0,05$	$3,1 \pm 0,4$	39,9/12
	300	-1,82	$3,13 \pm 0,26$	$1,024 \pm 0,106$	$0,92 \pm 0,05$	$3,1 \pm 0,4$	33,1/11
		-2,00	$2,58 \pm 0,23$	$1,034 \pm 0,107$	$0,93 \pm 0,05$	$3,1 \pm 0,4$	27,3/11
	350	-1,82	$1,65 \pm 0,55$	$1,038 \pm 0,111$	$1,05 \pm 0,05$	$3,1 \pm 0,4$	14,1/10
	400	-1,82	$1,12 \pm 0,54$	$1,021 \pm 0,105$	$1,07 \pm 0,04$	$3,2 \pm 0,4$	10,1/9
	450	-1,82	$1,04 \pm 0,50$	$1,054 \pm 0,100$	$1,03 \pm 0,04$	$3,3 \pm 0,4$	6,3/8

Les résultats de l'ajustement de l'Équ. 4.42 au spectre que nous avons dérivé ici sont présentés dans le tableau 4.5. Les meilleurs ajustements, obtenus en laissant libres dans un premier temps l'ensemble des paramètres, conduisent à une loi de puissance particulièrement molle (Fig. 4.14). Que le domaine d'énergie utilisé pour cet ajustement commence à 200, 300 ou 400 keV, les paramètres relatifs à l'annihilation des positons restent quasiment inchangés : le flux de la raie vaut $F_{2\gamma} = (1,1 \pm 0,1) 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et sa largeur $FWHM_{2\gamma} = 3,3 \pm 0,4 \text{ keV}$, tandis que la fraction de Positronium est proche de 100%, d'où un flux de l'ortho-Positronium intégré sur tout le spectre $F_{3\gamma} = (4,95 \pm 1,24) 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sous l'hypothèse que la source de positons se situe bien au centre Galactique ($d_{\text{GC}} = 8,0 \text{ kpc}$) et que tous les positons s'annihilent

au repos, cela implique un taux d'injection de

$$R_{\text{inj}} = 4\pi d_{\text{GC}}^2 \frac{F_{2\gamma}}{2[(1 - f_{\text{Ps}}) + \frac{1}{4}f_{\text{Ps}}]} \simeq (1,7 \pm 0,2) 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}. \quad (4.43)$$

Nous avons ensuite procédé à une série d'ajustements avec une valeur imposée de l'indice α de la loi de puissance (Fig. 4.15). Cela conduit à une plus grande variabilité de la fraction de Positronium en fonction du domaine d'énergie. Les autres paramètres sont moins sensibles à l'indice α . Malgré tout, la fraction f_{Ps} reste supérieure à 83% pour un domaine commençant à 200 keV, voire 88% (250 keV) ou 92% (300 keV) ; en conséquence, dans tous les cas, le taux d'injection de positons reste de l'ordre de $10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$: c'est ce taux que nous nous évertuerons d'expliquer dans le chapitre suivant.

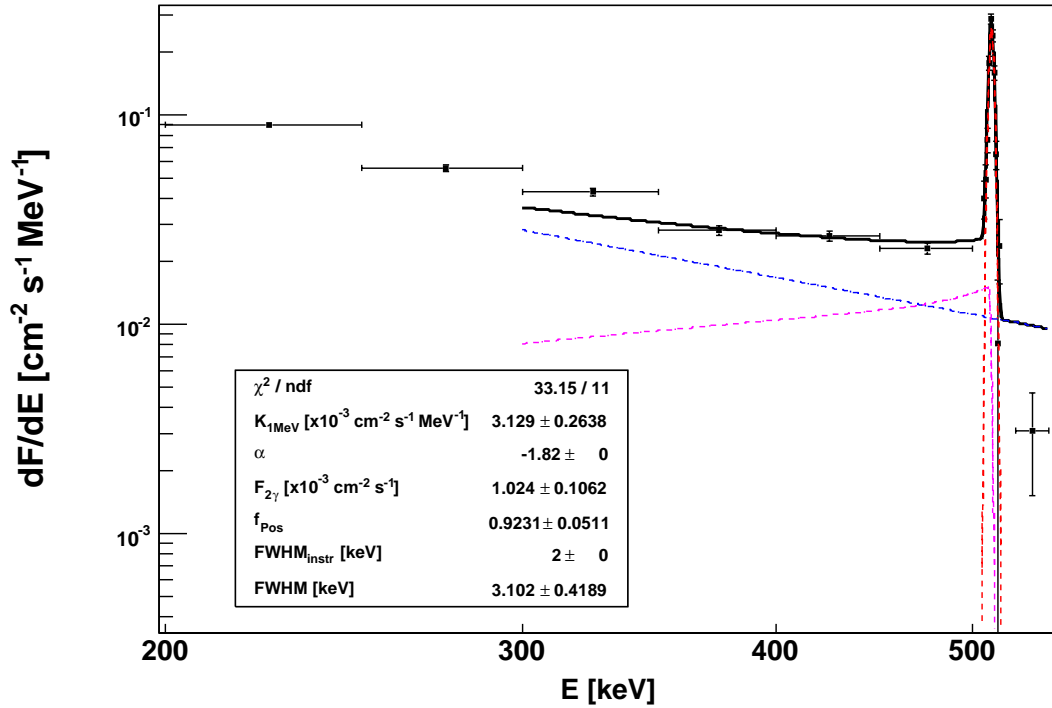


FIG. 4.15: Spectre SPI de la figure 4.14 mais ajusté avec un modèle où l'indice de la loi de puissance a été fixé à -1,82.

4.5 Conclusion

Après avoir introduit des concepts et grandeurs relatifs au parcours d'un positon depuis sa production jusqu'à son annihilation, que nous réutiliserons au chapitre suivant, j'ai retracé l'histoire des observations de l'émission d'annihilation de la région du centre Galactique et fait le point sur les travaux d'*INTEGRAL* à ce sujet ainsi que sur les solutions astrophysiques envisagées pour expliquer cette émission.

Enfin, j'ai exposé les résultats d'une analyse personnelle de près de trois ans de données du spectromètre. Ces résultats sont cohérents avec ceux des autres équipes situées au C.E.S.R. de Toulouse, au M.P.E. de Munich et à l'IKI de Moscou. Cependant, l'analyse présentée nécessiterait encore de nombreux raffinements. Tout d'abord, la contribution au-delà de 200 keV de toutes les sources compactes détectées à plus basse énergie n'a pas été soustraite du spectre continu non-résolu. Ensuite, les incertitudes sur le spectre extrait sont seulement statistiques et, bien que la variabilité des paramètres physiques en fonction de l'indice de l'émission continue diffuse ou de la gamme d'énergie aient été étudiés, des effets systématiques supplémentaires liés au modèle de bruit de fond devraient leur être ajoutées. Ces deux points expliquent en partie que la fraction de Positronium dérivée couvre encore une plage de valeurs assez large. Il convient de souligner que le spectre d'annihilation obtenu l'a été par un ajustement de modèle utilisant l'instrument en mode collimateur : l'utilisation des comptages individuels des détecteurs devrait conduire à une certaine amélioration, notamment à un affinement la dimension spatiale de la source. Par ailleurs, une seule morphologie a été employée ici, une source gaussienne circulaire et les contributions respectives du bulbe et du disque n'ont donc pas été séparées.

La suite de ce manuscrit est consacrée aux travaux d'interprétation des résultats acquis ci-dessus via la production de positons par des particules de matière noire légère.

Chapitre 5

L'hypothèse de la matière noire légère

Sommaire

5.1	De la matière noire à la matière noire légère	118
5.1.1	Nécessité de la matière noire	118
5.1.2	La matière noire comme source de positons	121
5.1.3	Recherche de la matière noire	123
5.2	Contraintes liées au spectre gamma	126
5.2.1	Distribution spectrale des positons et électrons	126
5.2.2	Calcul du spectre gamma	130
5.2.3	Contraintes observationnelles	134
5.3	Contraintes liées au couplage matière noire-neutrinos	144
5.3.1	Nucléosynthèse du Big Bang et matière noire légère	144
5.3.2	Supernovæ et matière noire légère	145
5.4	Contraintes liées au fond diffus extra-galactique	145
5.4.1	Contribution des SNIa au fond diffus cosmologique	146
5.4.2	Modélisation de l'émission des halos cosmologiques	147
	Extrait de RASERA <i>et al.</i> 2006	151
5.5	Conclusion	152

Bien que la présence d'une raie d'annihilation électron-positon dans le spectre de l'émission de la région du centre Galactique soit connue depuis les années soixante-dix, les observations d'*INTEGRAL* ont relancé le débat quant à l'origine desdits positons, notamment dans la communauté des physiciens des particules, où l'idée que ces positons proviennent de l'annihilation de particules de matière noire a été étudiée. Ce chapitre fait le point sur cette hypothèse et présente ma contribution au débat.

5.1 De la matière noire à la matière noire légère

Aucune explication astrophysique n'ayant apporté entière satisfaction (voir p. 98), l'hypothèse de l'existence d'une matière noire particulièrement légère mérite d'être envisagée en tant que mode d'explication du taux d'injection considérable de positons dans la région du bulbe Galactique.

5.1.1 Nécessité de la matière noire

5.1.1.1 Historique

L'existence d'une matière noire est désormais admise, en dépit du fait que sa nature reste indéterminée et que les accélérateurs de particules n'aient pas encore permis de la détecter. Mais qu'entend-on par «matière noire»? Le terme a été introduit en 1933 par Zwicky [1933; 1937]. En étudiant la vitesse des galaxies au sein de l'amas de Coma, il constata une incohérence entre les estimations de masse de ces galaxies basées sur les études de luminosité d'une part, et leur comportement dynamique d'autre part. Zwicky remarqua en effet que le potentiel gravitationnel des galaxies rassemblées en amas, déduit de la masse de matière visible — c'est-à-dire *lumineuse*, détectable via les ondes électromagnétiques —, était insuffisant pour les retenir au sein de ces structures : la masse dynamique était largement supérieure à la masse lumineuse.

La tradition a voulu que l'on parlât de problème de la masse manquante ou de la *matière noire*, alors qu'il eût par exemple été plus prudent de le qualifier sans a priori d'énigme du «potentiel gravitationnel déficient». Retenons que les interprétations proposées pour résoudre ce mystère, universellement reconnu, sont encore spéculatives, et donc nécessairement controversées. Certains, notamment dans les rangs des physiciens des particules, y voient un problème de matière ou de substance. D'autres y voient plutôt une conséquence d'une altération à grande échelle des lois de la gravitation, ou plus radicalement de la dynamique (théorie MOND) aux faibles accélérations. Ceux-là se recrutent le plus souvent chez les tenants de la relativité générale, intéressés essentiellement par la gravitation.

Récemment, de nouvelles données afférentes à la collision de deux amas de galaxies [Clowe *et al.* 2006] sont venues étayer la thèse des partisans de la solution «matérielle». Ces observations concernent d'un côté le potentiel gravitationnel – la distribution de la matière noire –, étudié par le biais des effets de lentille gravitationnelle faible (*weak lensing*), et de l'autre la répartition de matière baryonique déduite de l'émission de rayons X. Dans la mesure où les distributions de matières noire et «lumineuse» ne coïncident pas, toute altération de la gravité en tant qu'explication du potentiel gravitationnel déficient semble exclue. La thèse de l'existence de la matière noire se voit donc ainsi renforcée.

De fil en aiguille, la matière noire est devenue l'un des piliers de la cosmologie contemporaine. Elle joue un rôle éminent dans la formation des galaxies et des grandes structures, au

point que le modèle cosmologique standard l'intègre dans son sigle : Λ CDM, où Λ désigne la constante cosmologique (voir ci-dessous) et CDM la matière noire froide (*cold dark matter*).

5.1.1.2 Preuves

Depuis la découverte initiale de Zwicky, il a été établi que l'existence d'une fraction importante de masse non visible se manifeste indirectement à de nombreuses échelles de l'Univers par ses effets gravitationnels [Carr *et al.* 2006]. La matière noire est ainsi requise pour expliquer la dynamique des galaxies au sein des amas de galaxies ainsi que des amas de galaxies au sein des super-amas, mais aussi les courbes de rotation des étoiles et du gaz interstellaire au sein des galaxies. La vitesse de rotation en périphérie garde une valeur constante en fonction de la distance au centre alors qu'elle devrait décroître : les courbes de rotation présentent un plateau qui requiert, en-dehors d'une remise en cause des lois de la gravitation ou de la dynamique, la présence d'un halo central de matière non visible. La matière noire est également indispensable aux scénarios de formation des galaxies et des grandes structures. Son influence se traduit aussi dans les anisotropies du fond diffus cosmologique à 2,7 K, mesurées notamment à l'aide de la sonde *WMAP*.

Le modèle cosmologique actuellement favorisé est celui d'un Univers homogène, isotrope et euclidien, *i.e.* de courbure spatiale nulle. Cela signifie que la densité totale d'énergie ρ y est sensiblement égale à la densité critique $\rho_c = \frac{3H^2c^2}{8\pi G}$ distinguant univers «fermés» ($\rho < \rho_c$) et «ouverts» ($\rho > \rho_c$), où le paramètre de Hubble H exprime le taux d'expansion à un instant donné, le taux actuel étant évalué à $H_0 = 74 \pm 3 \text{ kms}^{-1}$ [Spergel *et al.* 2006]. Il est coutumier d'introduire la notion de paramètre de densité Ω , quotient de la densité d'énergie et de la densité d'énergie critique. Cet Univers vérifie donc l'équation

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c} = 1 = \Omega_\Lambda + \Omega_M, \quad (5.1)$$

où $\Omega_\Lambda \sim 72\%$ et $\Omega_M \sim 28\%$ représentent respectivement les paramètres de densité d'énergie *sombre/noire* et de densité d'énergie de la matière. L'énergie sombre ou énergie du vide quantique, identifiée à la constante cosmologique, est dotée d'une pression négative ; cette caractéristique essentielle induit une accélération de l'expansion de l'Univers. La densité d'énergie sombre est largement supérieure à la densité d'énergie de la matière. La matière elle-même se subdivise en seulement 1% de matière baryonique visible, contre 27% de matière noire, baryonique ou non-baryonique [Ostriker et Steinhardt 2003, Spergel *et al.* 2006].

TAB. 5.1: Composition de l'Univers en termes de paramètres Ω_i de densité d'énergie, d'après Ostriker et Steinhardt [2003].

Composante	Ω_i [%]
Matière et rayonnement visibles	1
Matière noire	<div style="display: flex; align-items: center; justify-content: center;"> <div style="margin-right: 10px;"> 4 23 </div> <div style="font-size: 3em; margin-right: 10px;">}</div> <div>27</div> </div>
- baryonique	
- exotique	
Énergie sombre	72

5.1.1.3 Nature

Sur les $\Omega_{\text{DM}} \sim 27\%$ de masse cachée, la composante baryonique* — la matière qui compose l'Univers visible constituée principalement de baryons, particules sensibles à l'interaction forte, et d'électrons — serait de seulement 4% ; elle se présenterait sous forme de gaz froid, de naines brunes, de trous noirs supermassifs, de MACHOs. Les 23% restant sont de nature non-baryonique, exotique.

La véritable nature de la matière noire non-baryonique reste incertaine. L'imagination des physiciens des particules ne connaît pas de bornes et les candidats sont légion : axions[†], neutralinos[‡], particules de Kaluza-Klein[§], etc. . . .

Toutes ces particules se doivent d'être :

- stables, puisqu'elles ont subsisté depuis leur création lors du Big Bang ;
- électriquement neutres, par définition de la matière noire, insensible au premier ordre à l'interaction électromagnétique ;
- insensibles à l'interaction forte, faute de quoi elles alourdiraient indûment les noyaux des atomes.

Leur mode de contact avec le monde est donc réduit aux interactions gravitationnelle et éventuellement faible, ou à une éventuelle nouvelle interaction proche, en termes d'intensité, de l'interaction faible.

Beaucoup font donc appartenir le candidat matière noire à la classe des WIMPs : il se présenterait sous la forme d'un gaz froid (non relativiste) de particules massives interagissant

*Ou nucléonique.

[†]Particule très légère (10^{-5} eV) imaginée pour résoudre le problème de la violation de la symétrie CP en chromodynamique quantique.

[‡]Particule hybride (photino + zino + 2 higgsino) la plus légère de toutes dans les modèles qui invoquent l'existence de la supersymétrie et de la parité R [Barbier *et al.* 2005].

[§]Modes d'excitation liés à l'existence de dimensions supplémentaires de type «universel», c'est-à-dire accessibles à toutes les particules du modèle standard.

faiblement (d'où l'acronyme « *Weakly Interacting Massive Particles* ») avec la matière ordinaire. De telles particules nécessitent une extension du modèle standard de la physique des particules, dont plusieurs problèmes tendent à indiquer l'insuffisance, tel le caractère massif des neutrinos, démontré par les oscillations des neutrinos solaires. Le neutrino, qui présentait l'avantage d'être une particule déjà détectée, a été exclu des candidats au titre de matière noire car, en dépit de son abondance, sa masse ne lui permettait pas de constituer une fraction substantielle de la masse noire. La plupart des solutions au problème de la matière noire offertes par la nouvelle physique font partie intégrante de deux extensions plus générales du modèle standard [Bertone *et al.* 2005] :

- la supersymétrie (SUSY), qui propose une symétrie entre fermions et bosons et dont le candidat le plus populaire est sa particule la plus légère (LSP), le neutralino ;
- les modèles à extra-dimensions, développés afin d'unifier toutes les interactions, la gravité y comprise, et dont certaines versions offrent un candidat matière noire viable, la particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP).

Pour avoir une chance de la détecter directement, de la produire au moyen d'accélérateurs et par-dessus tout pour expliquer sa formation au cours du Big Bang, ce qui est un impératif pour la cosmologie, il est nécessaire que la matière noire soit couplée à la matière ordinaire ou aux photons, *i.e.* que des interactions entre mondes «noir» et «lumineux» soient permises. Les paramètres clés de la particule de matière noire sont donc sa masse et ses constantes de couplage avec la matière ordinaire et avec elle-même, qui déterminent, à leur tour, sa section efficace d'annihilation.

5.1.2 La matière noire comme source de positons

Face aux difficultés rencontrées pour expliquer de manière satisfaisante l'intensité et la morphologie (notamment le rapport entre bulbe et disque) de la raie à 511 keV observée dans la direction du centre Galactique au moyen d'une solution purement astrophysique, l'annihilation de matière noire a été envisagée comme source de positons, pour des raisons de flux et de géométrie. En effet, si en moyenne la matière noire est trop diluée dans l'Univers pour que les produits de son annihilation soient observables, les théories de formation des structures prévoient des accumulations localisées, notamment au centre des galaxies, où le taux d'annihilation, proportionnel au carré de la densité de matière noire, peut être important. Une morphologie à symétrie sphérique telle que celle observée par *INTEGRAL* dans le bulbe pourrait alors être une conséquence naturelle de la distribution spatiale de la matière noire.

La particule de matière noire χ la plus populaire, le neutralino, posséderait une masse m_χ comprise entre 50 et 500 GeV/c², et serait sa propre anti-particule ; elle s'annihilerait donc

avec son anti-partenaire dans les régions de forte concentration, produisant tout un cortège de particules rapides.

5.1.2.1 Exclusion de la matière noire «massive» comme source des positons

Cependant, l'étude des contraintes observationnelles a rapidement interdit aux neutralinos et aux particules de matière noire appartenant à la même gamme de masses d'être responsables de l'intégralité du flux de la raie à 511 keV au centre Galactique.

En effet, lors de l'annihilation des neutralinos, les positons se forment essentiellement via la désintégration de pions positifs π^+ . Or, pions chargés et pions neutres sont produits en quantités similaires et la désintégration des pions neutres π^0 conduit à une émission de photons gamma de haute énergie. Imposer une distribution de matière noire de type neutralino permettant de reproduire le flux observé dans la raie à 511 keV conduit donc simultanément à un flux gamma équivalent au-delà de 100 MeV. Or, la zone d'émission de photons de 511 keV, qui dessine le bulbe Galactique, n'a pas de contrepartie à 100 MeV ni au-delà. Cette absence est constatée sur la carte de la Galaxie établie par le télescope EGRET. Elle laisse penser que la formation de positons ne s'accompagne pas de celle de π^0 , dont la désintégration fournit deux γ de haute énergie, et donc que les positons ne sont pas formés par le truchement des pions, mais par un autre canal impliquant des particules dont la masse est bien inférieure à celle des pions.

Par ailleurs, l'injection des positons se ferait à haute énergie, vu la masse des neutralinos. Or, les processus de perte d'énergie – interactions Bremsstrahlung, Compton inverse, synchrotron – impliqués dans la phase de thermalisation de positons ayant une énergie initiale de l'ordre du GeV produisent un important flux gamma qui vient contrevenir aux contraintes observationnelles.

5.1.2.2 Attraites de la matière noire dite «légère»

Les particules de matière noire les plus populaires étant exclues s'est posée la question de l'existence d'un candidat alternatif ne présentant pas les mêmes défauts, c'est-à-dire dont l'annihilation ne produirait pas en même temps que des paires électron-positon un flux gamma de haute énergie rédhibitoire. Cela impliquait en particulier que cette particule de matière noire ait une masse inférieure à celle des pions ($m_{\pi^0} = 135,0 \text{ MeV}/c^2$, $m_{\pi^\pm} = 139,6 \text{ MeV}/c^2$, Yao *et al.* 2006), alors que les expériences auprès des accélérateurs situent la particule supersymétrique la plus légère au-delà de $\sim 30 \text{ GeV}$.

Or un nouveau type de particules de matière noire dite «légère» (ci-après MNL ou LDM) avait déjà été envisagé par Boehm et Fayet [2004], Fayet [2004], pour des raisons totalement indépendantes de la question de la raie gamma à 511 keV, dans une sorte d'exercice visant à abattre le dogme établi par Lee et Weinberg [1977] imposant une masse minimale d'environ $2 \text{ GeV}/c^2$. Cette masse minimale traduit la nécessité d'assurer un taux d'annihilation suffisam-

ment élevé pour ne pas dépasser la densité relique de matière noire observée, ou simplement une densité relique assurant un univers non-fermé. Mais cette masse minimale avait été établie sur la base de l'existence de particules interagissant faiblement avec la matière ordinaire, présentant une section efficace d'annihilation proportionnelle au carré de la masse.

La nouvelle particule χ proposée par Böhm et Fayet [2004] s'inscrit dans le cadre d'une théorie quantique des champs ordinaire – *i.e.* hors supersymétrie – à quatre dimensions, à laquelle vient s'ajouter une nouvelle particule, de masse $1 < m_\chi < 100 \text{ MeV}/c^2$, interagissant avec la matière via un nouveau boson de jauge neutre de spin 1, lequel assure une symétrie supplémentaire de type $\mathcal{U}(1)$.

Böhm et Fayet [2004] avaient étudié l'effet de cette matière noire légère sur l'émission gamma des régions centrales de la galaxie, mais dans le registre du continu de basse énergie. Les nouveaux résultats apportés par *INTEGRAL* sur la raie à 511 keV au centre Galactique ont attiré l'attention sur cette particule et fait germer l'idée [Böhm *et al.* 2004, Cassé *et al.* 2004] que son annihilation soit à l'origine des positons qui, en s'annihilant à leur tour avec les électrons du milieu interstellaire, émettent les photons de cette raie :

$$\chi + \bar{\chi} \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad (5.2)$$

$$e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma. \quad (5.3)$$

A la liste, déjà longue, des candidats au titre de matière noire non baryonique est donc venue s'ajouter une nouvelle particule, tout aussi stable et neutre que les autres, mais de masse différente, intermédiaire entre celles de l'axion et du neutralino, pour ne citer que les favoris des physiciens des particules. La collaboration entre ces derniers et les astrophysiciens a permis de contraindre progressivement les propriétés de cette matière noire légère hypothétique, sur la base d'arguments théoriques, mais surtout astrophysiques – fond du ciel X et gamma, émission gamma continue des régions centrales de la Galaxie, explosions des supernovæ.

5.1.3 Recherche de la matière noire

On distingue trois méthodes de recherche de la matière noire [Cooley 2006, Bertone 2006] : nous les évoquons ici en précisant les spécificités de la recherche de la MNL.

5.1.3.1 Recherche auprès des accélérateurs

La première méthode consiste à créer de nouvelles particules en usant des accélérateurs. Des efforts considérables ont été consacrés à la détection de particules supersymétriques, jusqu'ici sans succès, et toutes les espérances reposent actuellement sur leur production au nouveau grand collisionneur du CERN, le LHC. S'agissant des particules de matière noire légères, il est à signaler que sa recherche, encore balbutiante, devrait se faire à basse énergie, car l'interaction qu'elle

requiert est plus forte à basse énergie que l'interaction faible, et inversement. Si de nouvelles particules sont découvertes, il est possible, à partir de leur masse et de leurs propriétés théoriques — sections efficaces — d'obtenir une estimation de leur densité relique et, en la comparant à celle fournie par la cosmologie, de conclure à l'identification de «la» matière noire. Dans le scénario idéal, les particules de matière noire seraient découvertes au moyen d'accélérateurs et mises en adéquation avec l'abondance cosmologique requise, auquel cas on obtiendrait des informations cruciales sur leurs propriétés.

5.1.3.2 Détection directe

La recherche de la matière noire hors accélérateur emprunte deux voies : directe et indirecte. La méthode directe consiste à mesurer l'énergie de recul que les collisions avec des particules de matière noire confèrent à des noyaux cibles. Plus de vingt expériences de ce type sont disséminées sur la planète, mais la matière noire légère est censée leur échapper [Boehm et Fayet 2004] vue la faible énergie de recul qu'elle implique.

5.1.3.3 Détection indirecte

Enfin, la matière noire peut être recherchée de manière indirecte, au travers de ses produits d'annihilation : (i) neutrinos, (ii) antimatière sous forme de rayons cosmiques, et (iii) rayons gamma. Cette dernière voie de recherche est largement exploitée, comme nous le verrons dans les paragraphes qui suivent, mais elle est entachée de grandes incertitudes astrophysiques, affectant notamment la distribution théorique de la matière noire. Même si elle fournit des contraintes utiles sur les propriétés de la matière noire, il semble néanmoins difficile d'établir sa découverte sur ces seuls indices.

S'agissant de la matière noire *légère*, seul le troisième canal de la recherche indirecte, à savoir l'émission gamma, semble exploitable*. La connexion entre matière noire légère et astronomie gamma est particulièrement intéressante. Elle se manifesterait sous la forme d'une raie à 511 keV accompagnée d'un continuum, via l'annihilation électron-positon dans le milieu interstellaire, les positons étant eux-mêmes engendrés au cours de l'annihilation de la particule de matière noire avec son antiparticule[†]. Les neutrinos émis lors de l'annihilation seraient de trop basse énergie pour être détectés. De surcroît, la capture par le Soleil de la matière noire légère semble exclue, vue sa faible masse. Les positons libérés resteraient, en toute probabilité, confinés dans le bulbe de notre Galaxie et seraient incapables d'atteindre le voisinage solaire, lieu où opèrent nos détecteurs satellisés. L'examen de la partie centrale de la Galaxie par des ballons et

*L'exploitation de l'éventuel couplage entre le nouveau boson de jauge et les neutrinos et de ses conséquences observationnelles fait cependant l'objet d'études [Hooper 2007].

[†]La particule de MNL pouvant être de type Majorana, c'est-à-dire être sa propre anti-particule.

satellites dédiés à la mesure des photons gamma de 511 keV résultant de l'annihilation électron-positon et des effets collatéraux a été l'un des thèmes centraux de l'astrophysique des hautes énergies depuis trois décennies. Elle culmine avec les observatoires *CGRO* (OSSE et COMPTEL), pour la phase américaine, et aujourd'hui *INTEGRAL*, pour la phase européenne.

5.1.3.4 Contraintes sur la matière noire légère

Pour être viable, la particule scalaire de matière noire légère, que nous dénoterons χ , doit cependant remplir plusieurs conditions :

- conduire à une densité relique de matière noire Ω_{DM} cohérente ;
- sortir des limites actuelles de détection des expériences de physique des particules ;
- être compatible avec les flux gamma mesurés.

Mon travail de thèse a concerné ce dernier point. Comme nous allons le voir dans le paragraphe 5.2, il existe plusieurs mécanismes indirects de rayonnement de la matière noire légère qui, une fois combinés et comparés aux contraintes observationnelles, permettent de contraindre plus précisément la masse m_χ de la particule.

5.2 Contraintes liées au spectre gamma

L'annihilation de matière noire, même légère, ne produit pas que des paires électron-positon, comme l'ont rappelé Beacom *et al.* [2005] : elle s'accompagne d'un rayonnement dit de *Bremsstrahlung interne*. Par ailleurs, la plupart des positons injectés doivent se thermaliser avant de s'annihiler et les mécanismes de pertes d'énergie produisent des photons supplémentaires. Enfin, Beacom et Yüksel [2006] ont rappelé qu'une fraction des positons injectés s'annihilaient en vol, produisant aussi un spectre de rayonnement caractéristique. J'ai donc cherché à combiner l'ensemble de ces composantes (Fig. 5.1) pour contraindre la masse de la particule de matière noire légère, en étudiant tout particulièrement l'influence de l'ionisation du milieu de propagation des positons sur les pertes d'énergie de ces derniers.

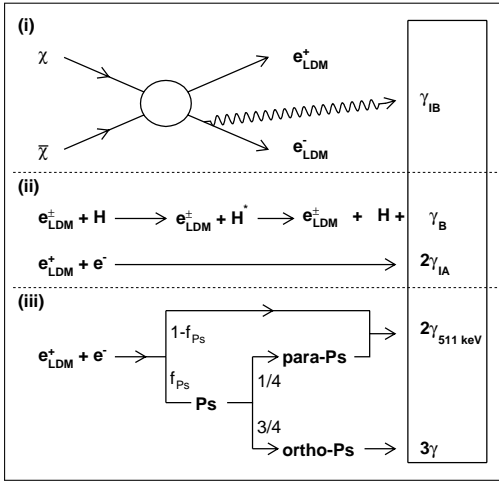


FIG. 5.1: Diagramme illustrant les composantes du rayonnement gamma lié à la matière noire légère. Durant la phase d'annihilation des particules de matière noire (i), non seulement des paires électron-positon énergétiques sont émises, mais aussi un rayonnement de Bremsstrahlung interne. Pendant la phase de thermalisation (ii), ces leptons perdent leur énergie cinétique par interaction avec le milieu interstellaire ; les interactions dues au Bremsstrahlung externe sont à l'origine d'un rayonnement gamma continu. Une fraction des positons s'annihilent en vol, donnant deux photons d'énergie variable. Cependant, la plupart d'entre eux atteignent la phase de repos (iii), pour s'annihiler soit directement soit via la formation et la désintégration de Positronium.

5.2.1 Distribution spectrale des positons et électrons

Dans le calcul des spectres gamma de Bremsstrahlung et d'annihilation des positons, la première étape consiste à établir leur spectre d'équilibre. On considère donc l'injection dans le bulbe Galactique, à un taux constant R_{inj} , de positons d'énergie $E_{\text{inj}} = m_\chi c^2$, qui est la grandeur à contraindre. Ce taux sera ajusté de façon à reproduire le flux observé pour la raie à 511 keV. Des électrons sont également injectés en quantités identiques. Nous supposons que ces leptons sont confinés dans le bulbe par le champ magnétique, de l'ordre de $100 \mu\text{G}$ [Cowin et Morris 2006], et donc que l'intégralité des positons s'y annihilent. Par ailleurs, étant donnée la stabilité du phénomène observé, nous nous plaçons dans une hypothèse de régime permanent.

Equation de diffusion Le bilan de l'injection et de la perte d'énergie des leptons ainsi que de l'annihilation pour ce qui concerne les positons, est alors exprimé par l'équation [Longair 1992] :

$$\frac{d}{dE} \left(-N_{e^\pm} \frac{dE}{dt} \right) = -Q_{e^\pm}(E), \quad (5.4)$$

où $Q_{e\pm}(E)$ représente le terme source. La densité spectrale $N_{e\pm}(E)$ de positons – respectivement d'électrons – d'énergie E à l'équilibre constitue notre inconnue. Alors que le terme de gauche de l'équation 5.4 correspond au transfert des leptons des hautes vers les basses énergies, le terme source fait le bilan des injections et des annihilations. En ce qui concerne les électrons, il se limite au spectre d'injection mono-énergétique $Q_{\text{inj}}(E)$:

$$Q_{e-} = Q_{\text{inj}}(E) = R_{\text{inj}}\delta(E - E_{\text{inj}}), \quad (5.5)$$

alors que dans le cas des positons on y ajoutera le spectre d'annihilation en vol :

$$Q_{e+} = Q_{\text{inj}}(E) - Q_{IA}(E). \quad (5.6)$$

Pertes d'énergie Le terme $\frac{dE}{dt}$ représente le taux *total* de perte d'énergie (par unité de *temps*). Il totalise les pertes subies par Bremsstrahlung (B), par interactions coulombiennes (*e.g.* par ionisation, I), synchrotron et Compton inverse.

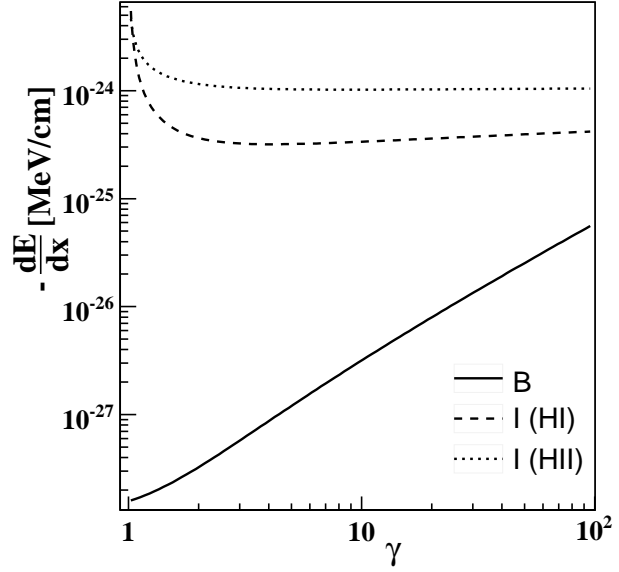
Ces processus sont détaillés dans la section 4.1.2. Aux énergies qui nous intéressent, c'est-à-dire $E_{\text{inj}} < 100 \text{ MeV}/c^2$, les pertes synchrotron et Compton inverse sont négligeables. En revanche, il convient de distinguer les pertes coulombiennes dans un milieu neutre (I, HI) et dans un milieu ionisé (I, HII), où elles sont amplifiées par un facteur 10 environ :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE^B}{dt}(n_{\text{H}}) + \frac{dE^{I,\text{HI}}}{dt}(n_{\text{H}}, x_i) + \frac{dE^{I,\text{HHII}}}{dt}(n_{\text{H}}, x_i), \quad (5.7)$$

où nous fixons la densité n_{H} d'hydrogène, ionisé ou neutre, à $0,1 \text{ cm}^{-3}$ — bien que, nous le verrons, cette valeur n'ait pas d'influence sur la solution. La figure 5.2 illustre l'amplitude des diverses pertes d'énergie par unité de *longueur*, $\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\beta c} \frac{dE}{dt}$, en fonction de $\gamma = E/m_e c^2$.

Jean *et al.* [2006] ont effectué une analyse de la raie à 511 keV et du spectre d'ortho-Positronium dans les données d'*INTEGRAL* en utilisant le modèle du milieu interstellaire classique à cinq phases (moléculaire, froide, tiède neutre, tiède ionisée, et chaude), introduit par McKee et Ostriker [1977]. Ils ont ainsi montré que $51^{+3}_{-2}\%$ des positons qui s'annihilaient au repos le faisaient dans la phase tiède ionisée. Le degré d'ionisation $x_i = n_{\text{HII}}/n_{\text{H}}$ des milieux de propagation et d'annihilation des positons peut donc jouer un rôle important. C'est pourquoi, milieux de thermalisation et d'annihilation au repos pouvant différer, nous considérons les deux cas extrêmes envisageables, $x_i = 0$ et $x_i = 0,51$.

FIG. 5.2: Pertes d'énergie des positons (ou électrons) dans un milieu ionisé à 51% ($n_H = 0,1 \text{ cm}^{-3}$) : taux par unité de longueur $|\frac{dE}{dx}|$ en fonction du facteur de Lorentz $\gamma = E/m_e c^2$ du positon d'énergie E . Les pertes coulombiennes dans la phase ionisée (points) dépassent les pertes par ionisation de la phase neutre (tirets), mais toutes deux dominent largement les pertes par Bremsstrahlung (trait plein).



Source Le terme source $Q_{e^+}(E) = Q_{\text{inj}}(E) - Q_{\text{IA}}(E)$ de l'équation de diffusion des positons exprime le solde des injections de positons à la seule énergie E_{inj} et des annihilations en vol qui, elles, peuvent survenir à chaque étape de la phase de thermalisation, avec une probabilité variable représentée par la section efficace d'annihilation en vol σ_{IA} (voir section 4.1.3.2) :

$$Q_{\text{IA}}(E) = n_e \sigma_{\text{IA}}(E) v(E) N_{e^+}(E); \quad (5.8)$$

n_e est la densité d'électrons du milieu mais nous verrons par la suite qu'elle n'influe pas sur la distribution.

Distribution des positons En reportant les termes (5.6 - 5.8) dans l'équation de diffusion (5.4), on obtient une équation différentielle ordinaire du premier ordre classique :

$$\frac{d}{dE} \left(-N_{e^+} \frac{dE}{dt} \right) - \left[\frac{n_e \sigma_{\text{IA}}(E) v(E)}{-dE/dt} \right] \left(-N_{e^+} \frac{dE}{dt} \right) = -R_{\text{inj}} \delta(E - E_{\text{inj}}), \quad (5.9)$$

que l'on résout en introduisant le facteur intégrant

$$\ln p_{E_{\text{inj}}}(E) = \int_{E_{\text{inj}}}^E \frac{n_e \sigma_{\text{IA}}(E') v(E')}{-dE'/dt(E')} dE', \quad (5.10)$$

ce qui nous conduit à la distribution en énergie des positons :

$$N_{e^+}(E) = \begin{cases} \frac{R_{\text{inj}}}{-dE/dt} p_{E_{\text{inj}}}(E) & \text{si } m_e c^2 < E < E_{\text{inj}}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.11)$$

Elle est représentée Fig. 5.3 dans les cas d'un milieu de propagation complètement neutre et d'un milieu partiellement ionisé. On constate qu'en milieu ionisé les pertes coulombiennes, plus importantes, entraînent une concentration relative de positons plus grande aux basses énergies

et une proportion inférieure de positons s'annihilant en vol. Du coup, le taux d'injection R_{inj} requis pour atteindre le flux canonique de la raie 2γ est moins élevé. $p_{E_{\text{inj}}}(E)$ s'interprète en fait comme la probabilité, pour un positon injecté à l'énergie E_{inj} , de survivre jusqu'à l'énergie E .

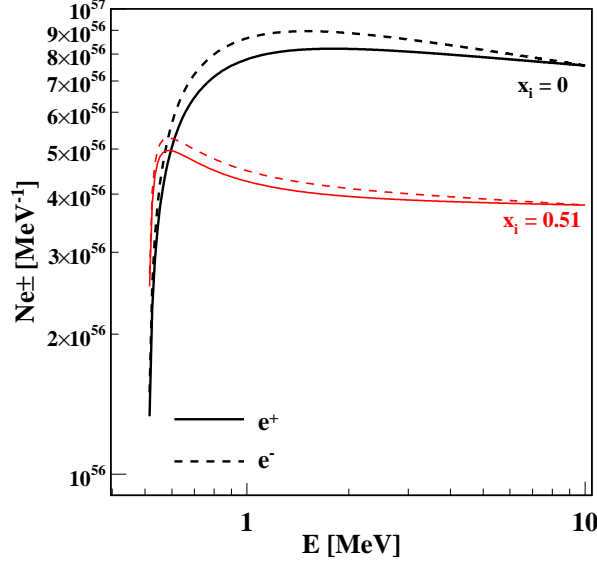


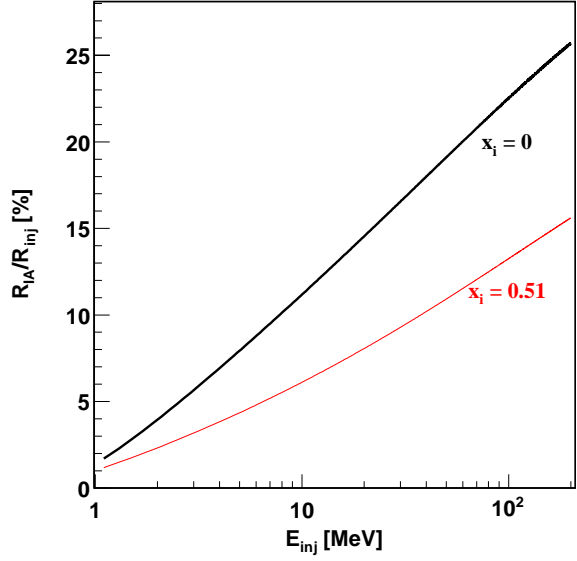
FIG. 5.3: Distribution spectrale à l'équilibre des positons (traits pleins) et électrons (pointillés) injectés dans le bulbe par l'annihilation de particules de matière noire légère de masse $m_\chi = 10 \text{ MeV}/c^2$ et se propageant dans un milieu neutre (en noir) ou dans 51% de phase ionisée (en rouge). Le taux d'injection R_{inj} a été ajusté de façon à obtenir le taux de positons atteignant le repos requis pour expliquer le flux de la raie 2γ à 511 keV.

Une fois calculée cette distribution, on en déduit facilement plusieurs grandeurs intéressantes, notamment le taux global d'annihilation en vol de positons $R_{IA} [\text{e}^+ \text{s}^{-1}]$:

$$\begin{aligned} R_{IA} &= \int_{m_e c^2}^{E_{\text{inj}}} Q_{IA}(E) dE = \int_{m_e c^2}^{E_{\text{inj}}} R_{\text{inj}} \frac{d \ln(p_{E_{\text{inj}}})}{dE} p_{E_{\text{inj}}}(E) dE \\ &= R_{\text{inj}} [1 - p(m_e c^2)] , \end{aligned} \quad (5.12)$$

qui fait intervenir la probabilité $p_{E_{\text{inj}}}(m_e c^2) = \exp \left(- \int_{m_e c^2}^{E_{\text{inj}}} \frac{n_e \sigma_{IA}(E') v(E')}{-dE'/dt(E')} dE' \right)$ pour qu'un positon injecté avec une énergie E_{inj} survive jusqu'au repos, *i.e.* jusqu'à atteindre son énergie de masse $m_e c^2$. La fraction R_{IA}/R_{inj} est représentée Fig. 5.4 en fonction de l'énergie d'injection : plus cette dernière est élevée, plus basse est le taux $R_A = R_{\text{inj}} p(m_e c^2)$ des positons qui contribueront à la raie 2γ ou au spectre d'ortho-Positronium.

FIG. 5.4: Pourcentage de positons s'annihilant en vol, en fonction de leur énergie d'injection. Sont présentés les cas d'un milieu totalement neutre (en haut) et à 51% ionisé.



Distribution des électrons Pour les électrons, le terme source $Q_{e^-}(E)$ se limite à l'injection et la probabilité de survie est unitaire. La distribution spectrale

$$N_{e^-}(E) = \begin{cases} \frac{R_{inj}}{-dE/dt} & \text{si } m_e c^2 < E < E_{inj}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.13)$$

est légèrement supérieure à celle des positons (Fig. 5.3); elle nous sera utile pour calculer le spectre de Bremsstrahlung externe.

5.2.2 Calcul du spectre gamma

5.2.2.1 Spectre de Bremsstrahlung interne

Un des avantages du modèle de matière noire légère de Boehm *et al.* [2004] par rapport aux modèles de matière noire classiques est sa pureté : la raie d'annihilation à 511 keV et le spectre d'ortho-Positronium seraient sa seule signature radiative. En effet, la production de paires

$$\chi + \bar{\chi} \longrightarrow e^+ + e^- \quad (5.14)$$

ne s'accompagnerait pas d'un cortège de particules. Par ailleurs, le canal principal de perte d'énergie de positons injectés à moins de 100 MeV est l'ionisation et non pas les processus Compton inverse ou synchrotron; la thermalisation ne se traduit donc pas par une émission importante dans le domaine gamma.

Cependant, Beacom *et al.* [2005] ont, les premiers, rappelé que le processus illustré par l'équation (5.14) devait faire l'objet de corrections radiatives et que l'annihilation des particules de matière noire en paires électron-positon pouvait s'accompagner de l'émission de photons dit

de *Bremsstrahlung interne*, selon le bilan :

$$\chi + \bar{\chi} \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma. \quad (5.15)$$

La probabilité de ce processus secondaire et la distribution des photons correspondants sont exprimés par la section efficace différentielle de *Bremsstrahlung interne* (IB), rapportée à la section efficace d'annihilation via le processus principal :

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma_{IB}}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \ln \frac{4E_{\text{inj}}(E_{\text{inj}} - E_\gamma)}{m_e^2 c^4} - 1 \right\} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_{\text{inj}}}\right)^2 \right\}. \quad (5.16)$$

Le spectre gamma correspondant, en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$, est simplement le produit de ce rapport et du taux d'injection des positons R_{inj} , divisé par l'aire de la sphère ayant pour rayon la distance $d_{GC} = 8,0 \text{ kpc}$ [Yao *et al.* 2006] entre le centre Galactique et le Soleil :

$$\frac{dF_{IB}}{dE_\gamma} = \frac{R_{\text{inj}}}{4\pi d_{GC}^2} \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma_{IB}}{dE_\gamma}. \quad (5.17)$$

Boehm et Uwer [2006] ont depuis reconsidéré ce processus et suggéré une section efficace légèrement supérieure.

5.2.2.2 Spectre d'annihilation en vol

La composante d'annihilation en vol (IA) s'obtient en convoluant la section efficace différentielle d'annihilation en vol (Équ. 4.19, Fig. 4.7) avec la distribution à l'équilibre des positons :

$$\frac{dF_{IA}}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi d_{GC}^2} \int_{E_{\text{min}}(E_\gamma)}^{E_{\text{inj}}} n_e \frac{d\sigma_{IA}}{dE_\gamma}(E_\gamma, E) v(E) N_{e^+}(E) dE. \quad (5.18)$$

Les photons du spectre résultant présentent tous une énergie supérieure à $\frac{m_e c^2}{2} > 255 \text{ keV}$. Ne contribuent à l'émission de photons d'annihilation en vol d'énergie $E_\gamma = k m_e c^2$ que les positons ayant une énergie E suffisante [Stecker 1969] :

$$E_{\text{min}}(E_\gamma) = \frac{k^2 + (k-1)^2}{2k-1} m_e c^2. \quad (5.19)$$

5.2.2.3 Spectre de *Bremsstrahlung externe*

Le spectre lié aux photons émis par interactions *Bremsstrahlung — externe —* des positons s'obtient de manière similaire [Skibo *et al.* 1996] :

$$\frac{dF_{B,e^+}}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi d_{GC}^2} \int_{m_e c^2 + E_\gamma}^{E_{\text{inj}}} n_H \frac{d\sigma_B}{dE_\gamma}(E_\gamma, E) v(E) N_{e^+}(E) dE. \quad (5.20)$$

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma_B}{dE_\gamma}$ utilisée est la formule 3BN de Koch et Motz [1959] pour les régimes sans écrantage. Les électrons produits en même temps que les positons émettent également un rayonnement de *Bremsstrahlung*. Le spectre correspondant $\frac{dF_{B,e^-}}{dE_\gamma}$ s'obtient en substituant la distribution $N_{e^-}(E)$ des électrons (5.13) à celle des positons dans la formule précédente.

5.2.2.4 Spectre d'annihilation au repos

Une fraction f_{Ps} des positons qui s'annihilent au repos au taux R_A le font indirectement, c'est-à-dire via la formation et la désintégration de Positronium (voir paragraphe 4.1.3.1). Cette fraction de Positronium est estimée à $f_{Ps} = 0,967 \pm 0,022$ d'après l'analyse spectrale détaillée par Jean *et al.* [2006] des observations d'*INTEGRAL* et les résultats obtenus au paragraphe 4.4. La raie 2γ comporte une composante correspondant à l'annihilation directe, et une correspondant à la désintégration du para-Positronium, qui représente un quart du Positronium. D'où l'expression du flux de la raie, en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$:

$$F_{2\gamma} = 2 \frac{(1 - f_{Ps}) + f_{Ps}/4}{4\pi d_{GC}^2} R_A. \quad (5.21)$$

Dans notre modèle, nous utilisons la valeur $F_{2\gamma} = (1,07 \pm 0,03) \cdot 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ estimée par Jean *et al.* [2006] pour déterminer le taux d'injection R_{inj} requis pour une énergie d'injection E_{inj} donnée, et nous représentons la raie d'annihilation par une simple gaussienne de largeur à mi-hauteur $2,2 \pm 0,1 \text{ keV}$, telle que déterminée par les mêmes auteurs.

L'ortho-Positronium se désintègre lui à un taux $\frac{3}{4}f_{Ps}R_A$ en produisant à chaque fois trois photons répartis selon le spectre calculé par Ore et Powell [1949] (section 4.1.3.1) :

$$\frac{dF_{3\gamma}}{dE_\gamma} = 3 \frac{f_{Ps}/4}{4\pi d_{GC}^2} R_A \frac{df_{3\gamma}}{dE_\gamma}(E_\gamma). \quad (5.22)$$

5.2.2.5 Spectre total

Le spectre gamma total lié à la matière noire est donc constitué de six composantes (Eq. 5.17-5.22) :

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{dF_{LDM}}{dE_\gamma} = & \underbrace{\frac{dF_{IB}}{dE_\gamma}}_{\text{Bremsstrahlung interne}} \\ & + \underbrace{\frac{dF_{B,e^+}}{dE_\gamma} + \frac{dF_{B,e^-}}{dE_\gamma}}_{\text{Bremsstrahlung externe}} \\ & + \underbrace{\frac{dF_{IA}}{dE_\gamma}}_{\text{annihilation en vol}} \\ & + \underbrace{\frac{F_{2\gamma}}{\sigma_{2\gamma}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{E_\gamma - m_e c^2}{\sigma_{2\gamma}}\right]^2}}_{\text{annihilation au repos}} + \frac{dF_{3\gamma}}{dE_\gamma}. \end{aligned}} \quad (5.23)$$

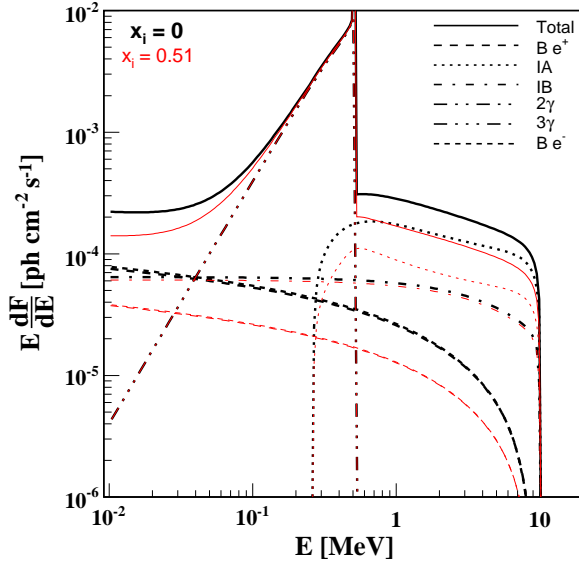


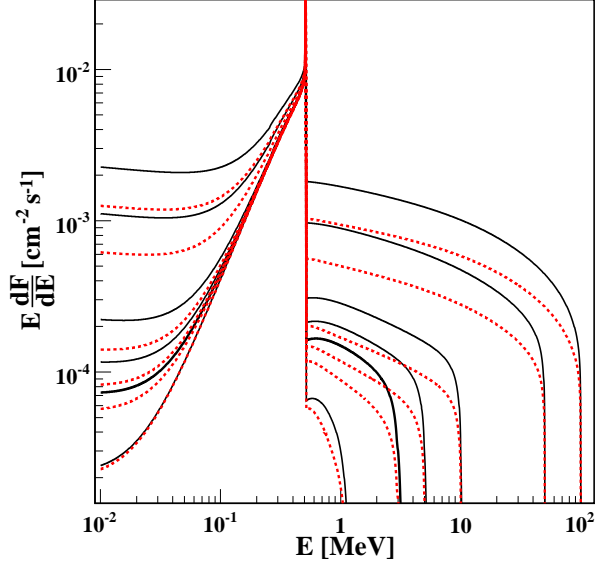
FIG. 5.5: Spectre de radiation issu de l'annihilation de particules de matière noire de 10 MeV, dans un milieu de propagation neutre (courbes noires épaisses) ou contenant 51% de phase ionisée. Le spectre total (trait plein) se compose des spectres d'annihilation des positons (en vol : IA, au repos dans la raie 2γ , au repos dans le spectre 3γ), du spectre de Bremsstrahlung interne (IB) et des spectres de perte d'énergie par Bremsstrahlung externe des positons ($B e^+$) et des électrons ($B e^-$).

L'ensemble des composantes ainsi que le spectre total sont représentés Fig. 5.5 pour une énergie d'injection test $E_{\text{inj}} = 10$ MeV. Outre la raie 2γ et le spectre d'ortho-Positronium, traditionnellement pris en compte lors de l'étude de l'annihilation électron-positon, on remarque surtout le spectre continu *au-dessus* de 511 keV. Il est principalement dû au terme d'annihilation en vol et dans une moindre mesure à l'émission de Bremsstrahlung interne. Le rayonnement de Bremsstrahlung externe est négligeable à ces énergies. En revanche, vers quelques dizaines de keV, Bremsstrahlung interne et externe font jeu égal.

Il est important de noter que la densité n_H du bulbe — ou de manière équivalente la densité d'électrons n_e — qui est très mal connue ne constitue pas un paramètre du modèle. En effet, même si elle intervient dans les émissivités différentielles $n_e \frac{d\sigma}{dE_\gamma} v$ de Bremsstrahlung et d'annihilation en vol, cette dépendance disparaît car la densité de positons N_{e^+} est elle, via le taux de perte d'énergie, inversement proportionnelle à cette même densité.

La figure 5.5 montre également la transformation de chaque composante lorsque l'on substitue à un milieu de propagation complètement neutre un milieu à moitié ionisé. Les sections efficaces d'interactions coulombiennes étant plus importantes dans la phase ionisée, la thermalisation est plus rapide. Le spectre de positons est plus concentré vers les basses énergies (Fig. 5.3) et le rapport annihilation en vol sur annihilation au repos plus faible (Fig. 5.4). Du coup, le spectre d'annihilation en vol est plus bas, de même que le spectre de Bremsstrahlung, une plus grande fraction de l'énergie des positons étant dissipée par collisions de Coulomb. La composante continue du spectre total est donc moins importante, pour un même flux de la raie 2γ ; cela devrait permettre d'autoriser des énergies d'injection plus élevées.

FIG. 5.6: Comparaison du spectre total lié à la matière noire légère pour des énergies d'injection croissantes E_{inj} (1, 3, 5, 10, 50 et 100 MeV), dans un milieu neutre (trait plein) ou partiellement ionisé (pointillés).



Cela est particulièrement visible dans la figure 5.6 qui ne montre que le spectre total lié à la matière noire mais pour différentes énergies d'injection, toujours pour les valeurs $x_i = 0$ et $x_i = 51\%$ de la fraction d'ionisation.

5.2.3 Contraintes observationnelles

Nous venons de calculer le spectre correspondant à l'émission gamma diffuse liée à la production, aux interactions avec le milieu interstellaire et éventuellement à l'annihilation de positons et d'électrons issus de la matière noire légère. Nous allons maintenant le confronter aux données observationnelles disponibles afin d'en déduire une contrainte sur la masse maximale de l'hypothétique particule de matière noire.

Une des hypothèses de notre modèle est que les positons sont injectés dans le bulbe Galactique et y restent confinés. Le spectre calculé correspond donc à une émission issue de cette région et nous devons rechercher dans les données un éventuel excès dans la région du bulbe par rapport au disque environnant, en particulier hors du domaine d'énergie de la raie 2γ et du spectre d'ortho-Positronium.

Par ailleurs, la plus grande difficulté pour détecter un signal lié à la matière noire légère réside dans l'existence d'autres sources d'émission diffuses imparfaitement connues, notamment :

- le fond diffus extra-galactique (voir section 5.4) ;
- l'émission X de l'«éperon» Galactique, en anglais *Galactic ridge X-ray emission* ou GRXE.

Cette dernière, d'abord détectée entre 2 et 10 keV [Bleach *et al.* 1972], est en majeure partie expliquée, dans le domaine des X mous en termes d'émission cumulée de sources ponctuelles de faible intensité non-résolues. Son origine est plus incertaine dans le domaine des X durs : il pourrait en partie s'agir de l'émission liée aux interactions des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire.

Il convient de prendre en compte toutes les informations disponibles sur chacune de ces composantes et de bâtir un modèle global que nous pourrions comparer aux mesures.

5.2.3.1 Observations utilisées

J'ai considéré les données disponibles entre 20 keV et 200 MeV. Il s'agit d'observations effectuées avec les instruments ISGRI et SPI d'*INTEGRAL* ainsi qu'avec les télescopes COMPTEL et EGRET de *CGRO*.

En ce qui concerne *INTEGRAL*/IBIS/ISGRI, Krivonos *et al.* [2006] ont utilisé l'imageur en mode collimateur — c'est-à-dire sans utiliser les propriétés du masque codé — pour calculer le spectre, entre 17 keV et 200 keV, de l'émission diffuse Galactique résiduelle après soustraction des contributions des sources ponctuelles résolues par ce même instrument. Utilisant un jeu de données de départ accumulées sur environ 33 Ms, ils ont modélisé le bruit de fond instrumental et estimé le flux des sources détectées puis les ont soustrait des comptages globaux. Le signal restant éventuellement après soustraction correspond à la somme de toutes les composantes diffuses : fond extra-galactique, sources ponctuelles non-résolues et sources Galactiques diffuses par nature. Le champ de vue semi-codé du télescope ayant une largeur de $\sim 19^\circ$, nous pourrions comparer ce signal à un modèle calculé pour une zone de 20° de longitude par 20° de latitude autour du centre Galactique.

En-dessous de ~ 60 keV, les données IBIS révèlent effectivement un flux résiduel non expliqué par les sources résolues. Son caractère intrinsèquement diffus est contesté ; il serait plutôt attribué à une population de sources faibles comme les pulsars Galactiques.

Entre 60 et ~ 190 keV, aucun flux résiduel n'est détecté mais trois limites supérieures à 2σ ont pu être fixées.

Des études de l'émission diffuse vue par *INTEGRAL*/SPI ont été effectuées indépendamment par Strong *et al.* [2005] et Bouchet *et al.* [2005], qui sont arrivés à des conclusions similaires ; nous utiliserons le spectre obtenu par les premiers dans la gamme 18-1018 keV. Ce spectre a été obtenu par une méthode dite de «model fitting» : dans chaque canal d'énergie, les données ont été ajustées en combinant un modèle de bruit de fond, une liste de sources détectées par le spectromètre et un jeu de dix morphologies diffuses correspondant à des géométries gaussiennes de paramètres variés et aux cartes H_I et CO .

Sans nous intéresser aux flux individuels obtenus pour chacune des dix cartes, nous utilisons les flux diffus totaux publiés par Strong *et al.* [2005, Tab. 4] résultant de la somme de ces cartes et de leur intégration sur la région de dimensions $20^\circ \times 20^\circ$ autour du centre Galactique. Il est important pour la suite de noter que les incertitudes attribuées à ces flux n'incluent pas les effets systématiques.

Précisons ici que ce sont les données ISGRI et SPI qui nous conduisent à faire le choix

— provisoire — d'une région de 20° de large pour dériver nos contraintes dans la mesure où, en dehors de la raie 2γ et du spectre d'ortho-Positronium [Weidenspointner *et al.* 2006], la morphologie de l'émission diffuse vue par ces instruments à une échelle plus petite n'a pas encore été déterminée. A ce stade, on peut déjà constater en comparant les mesures des deux télescopes gamma d'*INTEGRAL* (Fig. 5.8 et 5.10), qu'ils semblent en désaccord quant au flux de l'émission diffuse du bulbe : l'excès vu par SPI pourrait s'expliquer par la meilleure capacité de l'imageur à détecter les sources compactes les plus faibles, dont le spectromètre inclurait la contribution dans la composante diffuse ; mais le débat reste ouvert.

Pour *CGRO/COMPTEL*, je suis parti des cartes d'intensité de l'émission diffuse produites par Strong *et al.* [1999] dans les bandes 1-3, 3-10 et 10-30 MeV. Ces cartes sont disponibles avec une résolution de 1° . Après soustraction d'un niveau de base déduit des régions de hautes latitudes, il est possible de calculer le flux total de régions de taille variable autour du centre Galactique. Comme je l'ai déjà précisé, par souci de compatibilité avec les mesures d'*INTEGRAL* les points des figures 5.8 et 5.10 correspondent à une zone carrée de 20° sur 20° . Les incertitudes de ces cartes sont largement dominées par les effets systématiques mais n'ont pas fait l'objet d'une étude avancée ; une estimation des fluctuations locales à haute latitude permet de penser qu'il est raisonnable d'appliquer une erreur relative de $\pm 30\%$ aux flux *COMPTEL*.

Enfin, nous utilisons aussi les résultats des observations de *CGRO/EGRET* au-dessus de 30 MeV. Les flux des figures 5.8 et 5.10 sont obtenus en soustrayant aux profils en longitude [Hunter *et al.* 1997] la composante extra-galactique isotrope puis en les intégrant sur notre région d'étude. Une estimation rapide des incertitudes systématiques se conclut sur une fraction de 15 à 20%.

5.2.3.2 Hypothèses sur la morphologie du signal recherché

Le modèle que j'ai développé n'inclut pas la diffusion spatiale des positons depuis leur lieu d'injection jusqu'à leur lieu d'annihilation mais repose simplement sur l'hypothèse qu'ils restent confinés à l'intérieur du bulbe. Nous ne disposons donc d'aucune information sur la morphologie de l'émission diffuse continue liée à la matière noire légère nous permettant de répartir à l'intérieur du bulbe le flux global déduit du modèle. L'obtention d'informations théoriques sur cette morphologie détaillée impliquerait de développer un modèle incluant la morphologie de la distribution de matière noire et la cartographie précise du bulbe en termes de phases gazeuses plus ou moins chaudes et ionisées.

Cependant, les observations de SPI nous informent sur la distribution spatiale des positons en fin de vie, thermalisés : elles montrent que la raie 2γ à 511 keV, signature de l'annihilation directe et du quart de l'annihilation indirecte des positons au repos, présente une morphologie compatible avec une distribution gaussienne à une dimension de $7-8^\circ$ de largeur à mi-hauteur

(voir chapitre 4). Par ailleurs, l'étude du spectre d'ortho-Positronium, signature des trois quarts de l'annihilation indirecte «au repos», révèle une morphologie similaire.

Nous pouvons donc tenir pour acquis que la morphologie du reste de l'émission liée à la matière noire — qu'il s'agisse du milieu d'injection ou de thermalisation — est incluse à l'intérieur de la même géométrie, quitte à y être plus concentrée. C'est ce qu'illustre le profil en longitude de la figure 5.7, où le signal de la matière noire, gaussien, vient se jucher sur le profil des autres composantes de l'émission diffuse, dont nous reparlerons.

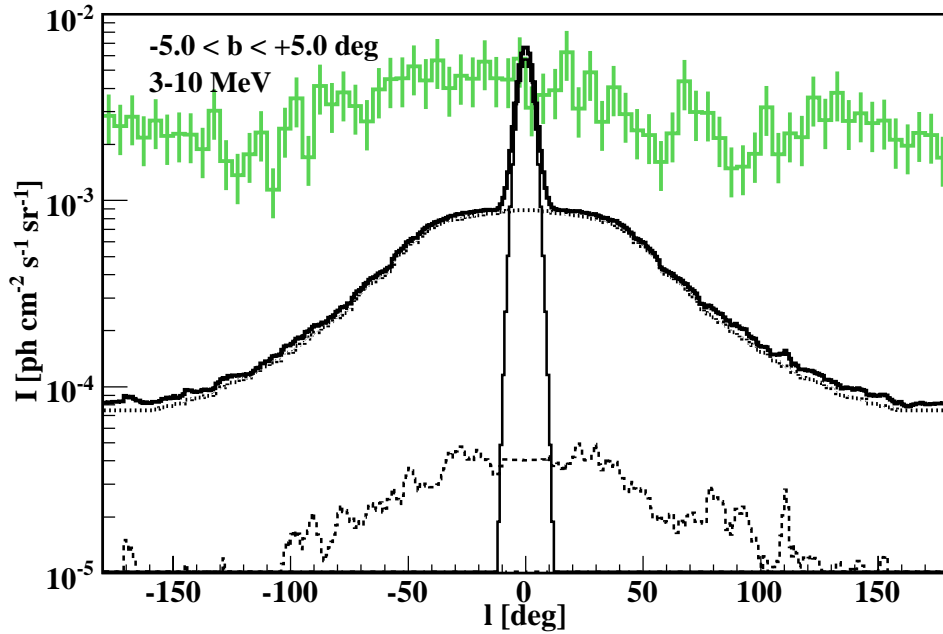


FIG. 5.7: Histogramme : profil en longitude de l'intensité entre 3 et 10 MeV de l'émission diffuse mesurée par COMPTEL [Strong *et al.* 1999] dans une bande de $\pm 5^\circ$ de latitude. Ces données sont ici comparées à un modèle global constitué (i) du modèle GALPROP de l'émission diffuse issue des interactions des rayons cosmiques avec le MIS, qui inclut une composante Compton inverse dominante –pointillés– et une composante de Bremsstrahlung plus faible –tirets– et (ii) du modèle de l'émission liée à la matière noire légère –trait plain fin– calculé ici pour une énergie d'injection $E_{\text{inj}} = 10$ MeV et supposé présenter une morphologie gaussienne de 8° de largeur à mi-hauteur.

Lorsque nous considérerons une région de 20° par 20° , il sera inutile de faire une hypothèse forte sur la morphologie de l'annihilation en vol puisqu'une telle région inclut plus de 99% du flux d'une source gaussienne de 8° de FWHM : le flux total du modèle pourra être utilisé directement. Nous serons également amené à considérer des régions circulaires autour du centre Galactique, de 5° , 8° et $14,6^\circ$ de diamètre. Il conviendra alors de multiplier le flux total du modèle par la fraction de l'émission de la source gaussienne provenant de l'angle solide sous-tendu par ces régions circulaires, soit un facteur de 24%, 50% et 90% respectivement.

Dans un premier temps, nous nous restreindrons à la région de $20^\circ \times 20^\circ$, qui est la plus petite

zone compatible avec les données des quatre instruments utilisés, mais qui n'apportera pas des contraintes très fortes. Dans un second temps, nous considérerons les régions circulaires plus petites, qui incluent moins de fond diffus lié aux rayons cosmiques et permettent de faire ressortir le signal lié à la particule de matière noire, menant à des contraintes plus fortes sur la masse de celle-ci.

5.2.3.3 1^{re} approche : modélisation complète

Le principal problème qu'il reste à résoudre est l'estimation du signal diffus auquel viendrait s'ajouter un excès lié à la matière noire. Ce paragraphe présente une première approche du problème qui s'est révélée inadéquate. Il s'agit de celle basée sur la modélisation théorique complète de l'émission diffuse.

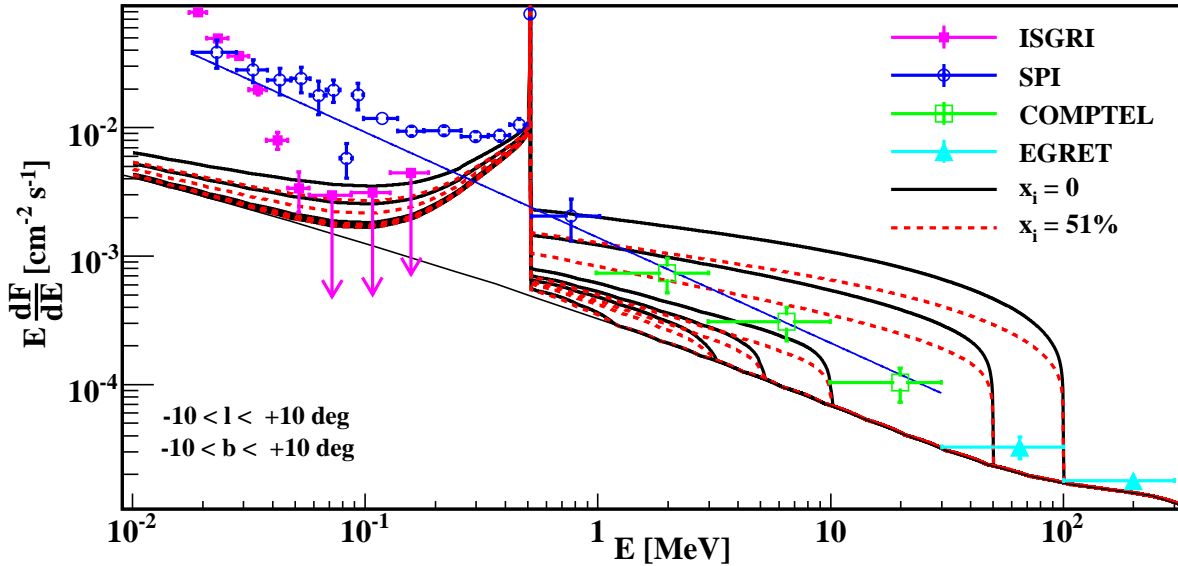


FIG. 5.8: Spectre de l'émission diffuse totale issue d'une région de 20° de large autour du centre Galactique : comparaison des mesures d'IBIS [Krivonos *et al.* 2006] (carrés magenta), SPI [Strong *et al.* 2005] (cercles), COMPTEL [Strong *et al.* 1999] (carrés verts) et EGRET [Hunter *et al.* 1997] (triangles) avec un modèle complet composé du spectre GALPROP d'interaction des rayons cosmiques (courbe du bas) et du spectre lié à la matière noire légère, calculé pour diverses énergies d'injection ($E_{\text{inj}} = 1, 3, 5, 10, 50$ et 100 MeV) et pour un milieu de propagation neutre (courbes continues) ou ionisé à 51% (courbes en pointillés).

Nous utilisons pour cela les résultats du code GALPROP conçu par Strong *et al.* [2004; 2005]. Ce code modélise la propagation des rayons cosmiques (RCs) à travers la Galaxie et la production de photons associée. L'émission gamma liée aux RCs peut se diviser en trois composantes principales : le Bremsstrahlung, l'effet Compton inverse et la désintégration des pions. L'importance relative de chacune de ces composantes varie selon l'énergie. Le modèle GALPROP reproduit fidèlement le spectre diffus mesuré sur un large domaine d'énergie depuis quelques

dizaines de MeV jusqu'à des centaines de GeV. Il parvient en particulier à expliquer les mesures d'EGRET, principalement via la «bosse» de désintégration des pions. En revanche, à plus basse énergie, il échoue à rendre compte seul de toute l'émission diffuse détectée. En supposant que cela ne traduit pas un défaut dans la modélisation des interactions des RCs, cela signifie que l'écart entre le modèle GALPROP et les observations au-dessous de ~ 30 MeV doivent être expliquées via une émission diffuse d'origine différente ou par des sources ponctuelles non résolues. Dans ce paragraphe, nous tenterons de l'expliquer par la seule émission issue de la matière noire.

La figure 5.8 nous montre donc, pour une région de taille $20^\circ \times 20^\circ$, le spectre du modèle total d'émission diffuse attendu, qui est la somme :

- du rayonnement lié aux rayons cosmiques, obtenu par intégration de la version 600203a des cartes GALPROP ;
- et du rayonnement lié à la matière noire légère, calculé pour diverses énergies d'injection reflétant la masse de la particule. Pour chaque énergie, les cas d'un milieu de propagation neutre et d'un milieu ionisé à 51% sont illustrés.

À partir de cette figure, nous pouvons pour chacun des quatre instruments, contraindre la masse maximale de la particule de matière noire en déduisant une limite supérieure à 2σ , correspondant à un niveau de confiance de 95%. Les limites supérieures ISGR1 permettent ainsi d'exclure les masses supérieures à ~ 70 MeV/ c^2 tandis que le flux SPI le plus contraignant est celui de la bande située au-delà de 511 keV, qui conduit à une limite de 200 MeV/ c^2 . Les observations de COMPTEL sont les plus restrictives : la bande 10-30 MeV conduit à une valeur de 25 MeV/ c^2 . Enfin, le modèle GALPROP suffit à expliquer la majeure partie des mesures d'EGRET, celles-ci ne laissent aucune place à une composante diffuse additionnelle comme celle liée à la matière noire. Cela fixe la contrainte EGRET à la borne inférieure de son domaine d'énergie, soit 30 MeV.

Malheureusement, l'approche que nous venons d'adopter souffre d'un défaut majeur : en expliquant l'écart observé *dans le bulbe Galactique* entre les données et le modèle décrivant les cosmiques par la seule émission issue de la matière noire, nous ne rendons pas compte dans le même temps de l'écart également observé *dans les autres régions du disque*. C'est ce que montre le profil en longitude de la figure 5.7 : le profil COMPTEL entre 3 et 10 MeV est relativement plat, ne présente pas d'excès notable qui pourrait être identifié comme la signature de la matière noire légère. Expliquer le déficit du modèle GALPROP dans le bulbe par la matière noire imposerait d'expliquer simultanément le déficit dans le disque externe par une composante diffuse d'origine totalement différente ne contribuant pas à l'émission du bulbe. Une telle hypothèse ne semble pas plausible à l'heure actuelle.

Cependant, il est à noter que de nombreux paramètres interviennent dans le modèle GALPROP, dont certains ne sont pas déterminés avec certitude. Il est donc possible d'accroître le flux issu des RCs dans le domaine d'énergie de COMPTEL, en particulier en utilisant un modèle

moins conventionnel d'injection des électrons, dont le spectre connaîtrait une chute brutale en-dessous de 200 MeV [Moskalenko et Strong 1999, Strong *et al.* 2000]. Mais outre qu'une telle idée crée des problèmes énergétiques, il lui manque des motivations naturelles. Même si l'origine de l'écart avec COMPTEL reste débattue, les arguments penchent en faveur d'une population de sources non résolues [Strong *et al.* 2000]. Par ailleurs, une telle version alternative du modèle GALPROP résoudrait la divergence entre données et modèle *dans l'ensemble du disque*, ne laissant aucune place à un éventuel rayonnement d'annihilation en vol ou de Bremsstrahlung interne. Dès lors, la démarche la plus logique consiste à dériver les contraintes sur la matière noire directement de l'absence dans les données COMPTEL d'un excès dans le bulbe par rapport au disque.

5.2.3.4 2^e approche : semi-empirique

Nous abandonnons donc l'idée d'utiliser un modèle complet de l'émission diffuse, puisqu'elle présente l'inconvénient de ne pas prendre en considération le fait qu'en dehors de l'ortho-Positronium [Weidenspointner *et al.* 2006] et de la raie à 511 keV [Knödlseider *et al.* 2005, Weidenspointner *et al.* 2006] aucun excès n'a été observé dans le continu au niveau du bulbe par rapport au disque environnant.

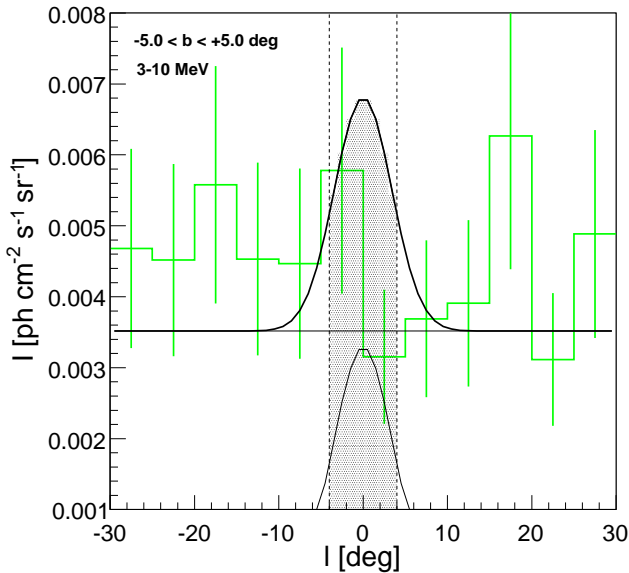


FIG. 5.9: Profil en longitude de l'émission diffuse 3-10 MeV dans une bande de latitudes de $\pm 5^\circ$. Contrairement à la fig. 5.7, le modèle d'émission issu de la matière noire est ici superposé non pas au modèle GALPROP mais au flux moyen COMPTEL [Strong *et al.* 1999], afin de vérifier si un tel excès dans le bulbe serait détectable ou compatible avec les incertitudes sur les données.

Prenant acte de la morphologie de disque plus que de bulbe suggérée par les cartes et les profils COMPTEL au-dessus de 1 MeV, nous admettons que la majeure partie de l'émission détectée à la fois par COMPTEL et SPI provient soit de sources ponctuelles peu intenses non résolues, soit de mécanismes d'émission diffuse *autres que ceux liés à la matière noire*. Ce fond gamma étant relativement uniforme le long du plan Galactique, nous pouvons calculer l'intensité moyenne observée par COMPTEL dans une vaste zone : $|l| < 30^\circ$ et $|b| < 5^\circ$. Nous utiliserons cette intensité comme une estimation du fond pour des zones plus petites dans le bulbe. Un signal additionnel

lié à la matière noire devra alors apparaître comme un excès par rapport à ce fond et devra rester à l'intérieur de la bande d'incertitude des données. Cette nouvelle approche est illustrée par le profil en longitude de la figure 5.9.

La figure 5.10 reprend, à titre illustratif, le spectre de la figure 5.8 comparant les données des

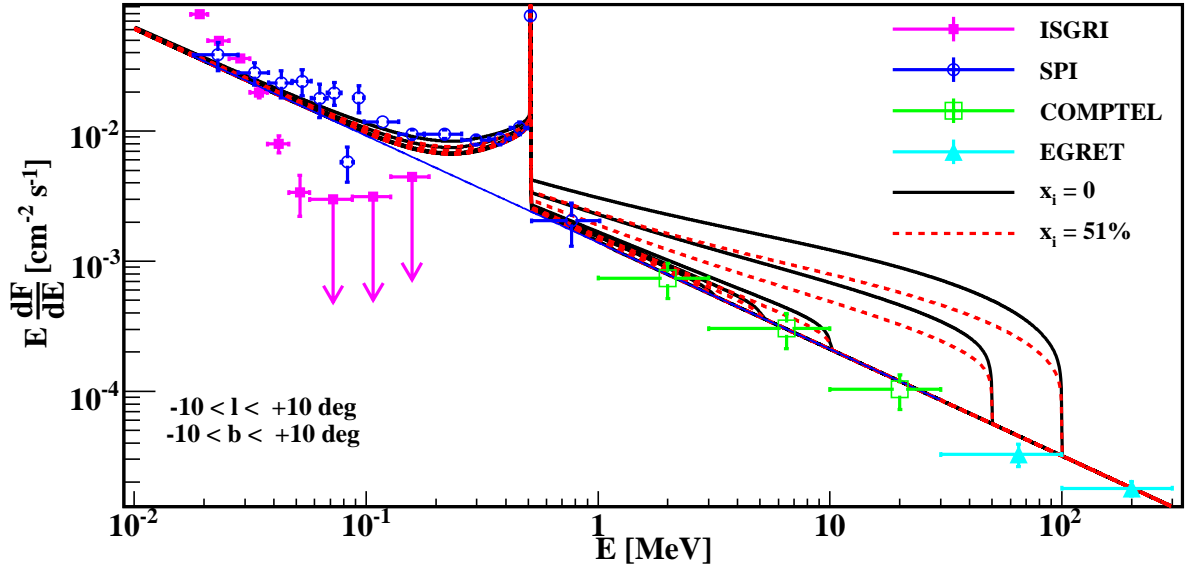


FIG. 5.10: Spectre de l'émission diffuse totale issue d'une région de 20° de large autour du centre Galactique : comparaison des mesures d'IBIS [Krivonos *et al.* 2006] (carrés magenta), SPI [Strong *et al.* 2005] (cercles), COMPTEL [Strong *et al.* 1999] (carrés verts) et EGRET [Hunter *et al.* 1997] (triangles) avec un modèle semi-empirique composé d'une base en loi de puissance (droite) et du spectre lié à la matière noire légère, calculé pour diverses énergies d'injection ($E_{\text{inj}} = 1, 3, 5, 10, 50$ et 100 MeV) et pour un milieu de propagation neutre (courbes continues) ou ionisé à 51% (courbes en pointillés).

quatre instruments à un modèle mais la base du modèle, au lieu de correspondre au modèle GALPROP a été remplacée par une loi de puissance :

$$\frac{dF}{dE} = (1.39 \pm 0.27) 10^{-3} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^{-1.82 \pm 0.08} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}. \quad (5.24)$$

Cette loi a été obtenue par Strong *et al.* [2005] en ajustant le spectre SPI non-résolu, une fois ôtées les contributions de la raie à 511 keV et du spectre d'ortho-Positronium. Elle montre un accord remarquable avec les mesures COMPTEL mais met en évidence la divergence entre les résultats SPI et ISGRI. La figure concerne une fois de plus une large région de 400 degrés carrés mais pour calculer les énergies d'injection maximales, nous allons maintenant utiliser des zones d'intégration plus petites.

5.2.3.5 Contraintes

Nous nous restreignons désormais aux données de COMPTEL qui nous fourniront les contraintes les plus fortes et nous étudions séparément les bandes d'énergie 1-3, 3-10 et 10-30 MeV.

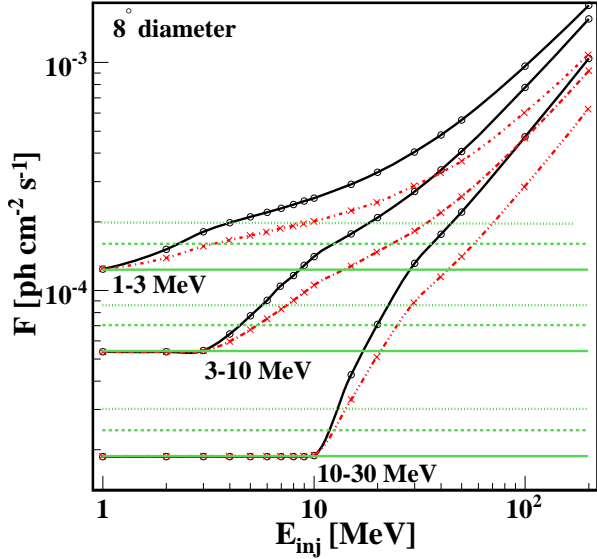


FIG. 5.11: Flux total COMPTEL dans les bandes 1-3, 3-10 et 10-30 MeV pour une zone d'intégration circulaire de 8° de diamètre au tour du centre Galactique. Les lignes horizontales donnent le flux lui-même — trait plein — dérivé de l'intensité moyenne observée par le télescope sur une zone plus large du disque ($|l| < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$), et les limites supérieures à 1σ — tirets — et 2σ — tirets-tirets — sur ce flux. Pour chaque bande, la somme du flux COMPTEL et du flux lié à la matière noire est représentée en fonction de l'énergie d'injection des positons E_{inj} , pour un milieu de propagation neutre — en noir — et à moitié ionisé — en rouge.

La figure 5.11 illustre comment déterminer les valeurs autorisées pour la masse de la particule de matière noire légère. Pour chaque bande, elle représente, en fonction de cette masse, la somme du flux COMPTEL et du flux lié à la matière noire pour une région circulaire de 8° de diamètre. Le flux COMPTEL pour cette zone est calculé à partir de l'intensité moyenne dans une zone plus large tandis que le flux total issu de la matière noire est affecté d'un facteur $\frac{1}{2}$. Ce facteur correspond à la fraction du flux total provenant de la région considérée dans l'hypothèse où, avant d'être thermalisés, les positons émettent selon une distribution identique à celle de la raie d'annihilation à 511 keV, c'est-à-dire une gaussienne de 8° de FWHM. Le flux COMPTEL seul et ses incertitudes à 1 et 2σ sont également indiqués : les énergies d'injection à exclure pour obtenir des contraintes avec un niveau de confiance de 95% sont celles pour lesquelles le flux total dépasse l'estimation à 2σ du flux COMPTEL.

Les valeurs obtenues sont indiquées dans la table 5.2 pour les deux milieux de propagation considérés et pour des zones d'intégration plus ou moins grandes.

Cas d'un milieu neutre. Dans le cas où le milieu dans lequel se propagent les positons lors de leur thermalisation est entièrement neutre, la région d'intégration couvrant la largeur à mi-hauteur de l'émission conduit à une énergie d'injection maximale de ~ 4 MeV. Une région plus petite, de 5° de diamètre permet de maximiser le rapport signal sur bruit et conduit à une contrainte plus forte : une masse maximale de $3 \text{ MeV}/c^2$. Cette valeur est en accord avec les travaux réalisés par Beacom et Yüksel [2006] sous des hypothèses similaires.

TAB. 5.2: Contraintes COMPTEL sur l'énergie d'injection maximale E_{inj} [MeV] des positons. Les valeurs données correspondent aux limites supérieures à 2σ pour une région d'intégration de taille variable, un milieu de propagation neutre ou ionisé à 51%, avec et sans la composante de Bremsstrahlung interne. La bande la plus contraignante est indiquée en **gras**.

	Taille [°]	x_i [%]	Bande d'énergie		
			1-3 MeV	3-10 MeV	10-30 MeV
Avec IB	\varnothing 5	0	3	5,5	12
		51	7	6,5	13
	\varnothing 8	0	4	6	12
		51	9	7,5	13,5
	\varnothing 14,6	0	10	8	14,5
		51	23	12	17
	20×20	0	28	16	18,5
		51	60	27	23
Sans IB	\varnothing 5	0	4	5,5	12,5
		51	14	8,5	15
	\varnothing 8	0	5,5	6,5	13,5
		51	15,5	10	16

Cas d'un milieu ionisé. Prendre en compte le fait que les positons passent lors de leur thermalisation dans des régions ionisées du milieu-interstellaire a un effet non-négligeable sur nos contraintes. Une fraction d'ionisation de 51% permet ainsi de relâcher ces contraintes d'environ un facteur deux, soit une masse maximale de 6,5 à 7,5 MeV/c². On peut également noter que c'est alors la bande 3-10 MeV, et non plus 1-3 MeV, qui est alors déterminante.

Cas d'une source mono-énergétique quelconque. La table 5.2 envisage aussi le cas général d'une source mono-énergétique de positons autre que la matière noire légère envisagée ici et qui ne serait pas accompagnée d'un rayonnement de Bremsstrahlung interne. Dans cette hypothèse, les contraintes ne viendraient que de l'annihilation en vol — le rayonnement de Bremsstrahlung externe apparaissant négligeable — et l'énergie maximale d'injection pourrait s'élever jusqu'à 10 MeV.

5.3 Contraintes liées au couplage matière noire-neutrinos

Les contraintes que je viens d'évoquer, issues des observations dans le domaine γ et affectant les particules χ de MNL dans l'hypothèse où elles seraient la principale source des positons du centre Galactiques, ont été ma principale cible d'intérêt. Néanmoins, j'aborde maintenant les autres contraintes qui ont pu être dérivées, qui font appel à des disciplines dont je ne suis pas spécialiste.

Une interaction conséquente entre particules χ et neutrinos aurait des effets délétères sur la nucléosynthèse du Big Bang, et également sur l'explosion des supernovæ gravitationnelles. Le couplage des particules χ avec les neutrinos est donc l'un des paramètres clés du problème. Les neutrinos restent en équilibre thermique vis-à-vis de l'interaction faible au dessus de 2 ou 3 MeV environ au cours de l'expansion de l'Univers, et de 8 MeV environ dans les explosions de supernovæ. Quel est l'effet des particules χ sur leur comportement, et quelles limites peut-on en retirer sur les caractéristiques de celles-ci ?

5.3.1 Nucléosynthèse du Big Bang et matière noire légère

Les particules de MNL pourraient avoir un effet sur la production des noyaux légers (D, ⁴He, ⁷Li) au cours du Big Bang [Serpico et Raffelt 2005]. La nucléosynthèse primordiale canonique, calculée conformément à la densité baryonique indiquée par les données de *WMAP*, explique correctement les abondances du Deutérium et de l'Hélium 4 — l'abondance de ce dernier étant entachée d'une grande incertitude — mais fait apparaître une surproduction de Lithium-7 [Coc *et al.* 2006b;a]. La particule χ peut-elle améliorer la situation ?

Tout au long de la nucléosynthèse primordiale, les particules χ restent en équilibre avec

les paires électron-positon, en vertu du processus $\chi + \bar{\chi} \longleftrightarrow e^+ + e^-$, qui est justement celui qui entretient l'émission de positons dans le bulbe Galactique. Par leur présence, elles modifient d'une part la densité d'énergie (et influencent de ce fait le taux d'expansion), et d'autre part le rapport entre la température des neutrinos et celle des photons [Serpico et Raffelt 2004]. Cette modification affecte à son tour le taux de conversion de protons en neutrons, qui, relevant purement de l'interaction faible, est particulièrement sensible à la température des neutrinos. En présence de particules χ , l'abondance d'hélium diminue légèrement sans affecter celles des autres isotopes. Le problème du ${}^7\text{Li}$ n'est donc point résolu. Les changements apportés par les particules χ ne sont que minimes pour $m_\chi \sim 8 \text{ MeV}/c^2$. Aussi, les contraintes afférentes à la nucléosynthèse primordiale ne semblent pas prohibitives pour la matière noire légère.

5.3.2 Supernovæ et matière noire légère

Les contraintes sur la masse des particules χ apportées par l'effet des particules χ sur les explosions de supernovæ de type Ib, Ic et II, et sur leur émission de neutrinos, semblent plus coercitives. La température atteinte lors de l'effondrement du cœur des étoiles massives est susceptible d'engendrer des particules χ de MNL de quelques MeV. Les neutrinos se sépareraient du milieu plus tardivement qu'en l'absence de particules χ , en raison des interactions qu'ils entretiendraient avec celles-ci. Leur température de découplage serait plus faible que dans le modèle habituel, et leur flux également. Selon Fayet *et al.* [2006], des particules de masse m_χ inférieure à $10 \text{ MeV}/c^2$ environ réduiraient le flux de neutrinos sortants pour le rendre incompatible avec celui de SN 1987A observé dans la gamme d'énergie 30-40 MeV par les grands détecteurs souterrains.

Notons toutefois que, le modèle d'explosion de supernova utilisé, adapté de Sigl et Turner [1995], étant simplifié par rapport aux calculs hydrodynamiques 3D, cette limite de $10 \text{ MeV}/c^2$ reste indicative. Étant donnée la complexité du problème considéré, il serait donc prématuré d'exclure l'existence de la matière noire légère sur cette seule base, mais il s'avère nécessaire d'en affiner les marges d'incertitude.

5.4 Contraintes liées au fond diffus extra-galactique

Dans l'hypothèse où l'annihilation de particules de matière noire légère serait la source des positrons qui produisent, en s'annihilant à leur tour avec des électrons, la raie à 511 keV observée au centre de la Voie Lactée, nous sommes conduits à examiner l'effet cumulé de sources extragalactiques similaires. L'accumulation de raies — plus précisément de spectres — d'annihilation, issu(e)s de galaxies dotées d'un halo de matière noire légère source de positrons mais présentant des décalages vers le rouge différents, doit conduire à un fond diffus X- γ extragalactique.

Ce spectre d'annihilation électron-positron — à ne pas confondre avec celui de la Voie

Lactée — viendrait s'ajouter aux autres composantes du fond gamma extragalactique, que sont l'émission des galaxies de Seyfert, des supernovæ de type Ia et des blazars. La modélisation de chacune de ces trois dernières composantes et leur confrontation aux observations du fond extragalactique permet d'imposer une valeur maximale à l'éventuelle contribution supplémentaire issue des halos de matière noire légère cosmologiques et de contraindre une fois de plus la masse m_χ de la particule de matière noire.

Tel a été l'objet des travaux de Rasera *et al.* [2006], dans lesquels ma contribution a consisté à utiliser les observations *INTEGRAL* de la Voie Lactée pour calibrer le modèle relatif aux halos cosmologiques. Le contexte de ces travaux est détaillé dans la thèse de Rasera [2005].

5.4.1 Contribution des SNIa au fond diffus cosmologique

Mesuré notamment par les missions *SMM* et *CGRO/COMPTEL*, le fond diffus gamma cosmologique, ou CGB, est relativement bien expliqué, en-deça de 100 keV et au-delà de 10 MeV, par les contributions cumulées de sources individuelles non-résolues [Strigari *et al.* 2005], à savoir deux types de noyaux actifs de galaxies :

- à basse énergie, les galaxies de Seyfert, en particulier de type 2, galaxies spirales ou irrégulières au noyau particulièrement brillant ;
- à haute énergie, les blazars, galaxies compactes très actives.

L'origine de l'émission détectée dans la région du MeV reste plus incertaine. Les supernovæ de type Ia constituent un contributeur potentiel, via la synthèse explosive de noyaux de Nickel 56, qui se désintègrent successivement en noyaux de Cobalt 56 puis de Fer 56.

Le calcul de la contribution globale des SNIa au fond gamma nécessite la connaissance du taux de formation d'étoiles (SFR), de la fréquence relative des SNIa ainsi que de la masse de Nickel produite par supernova. L'ajustement de ces divers paramètres [Rasera et Teyssier 2006] avec les observations les plus récentes et leur combinaison conduisent à une contribution des SNIa équivalente, dans la bande 300 keV - 3 MeV, à celle des deux autres sources, les galaxies de Seyfert et les blazars.

Cependant, le modèle incluant ces trois types de sources ne peut expliquer l'intégralité du flux observé au-delà de 100 keV et laisse une petite place à la MNL. Une limite supérieure de

$$I_{\text{max}} = 4 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (5.25)$$

dans la bande 100-511 keV peut ainsi être fixée. Elle devrait permettre, moyennant un modèle adéquat de l'émission d'annihilation issue des halos de particules de matière noire légère, de contraindre la masse de ces dernières.

5.4.2 Modélisation de l'émission des halos cosmologiques

Le fond diffus issu de l'annihilation de positons dans les halos de matière noire est simplement la somme des émissions «redshiftées» de tous les halos suffisamment massifs pour que les positons puissent s'y annihiler, c'est-à-dire pouvant assurer le confinement de ces positons et leur offrir un milieu d'annihilation. Les ingrédients nécessaires pour calculer ce fond sont donc la fonction de masse N des halos d'une part [Press et Schechter 1974], et la luminosité L_ν de chaque halo d'autre part.

La luminosité d'un halo de rayon R^* s'obtient par intégration de l'émissivité sur le volume du halo :

$$L_\nu = \frac{1}{2} S(\nu) \int_0^R \frac{\rho_\chi^2(r) \langle \sigma v(r) \rangle}{m_\chi^2} 4\pi r^2 dr, \quad (5.26)$$

en considérant que l'annihilation des positons se fait «sur place», c'est-à-dire sur leur lieu de production. Nous avons introduit ici le profil $\rho_\chi(r)$ de densité massique de matière noire en fonction de la distance r au centre du halo, la section efficace d'annihilation de la matière noire σ et bien-sûr la masse m_χ de la particule. Le facteur $\frac{1}{2}$ traduit le fait que la particule de MNL soit auto-conjuguée — *e.g.* soit pas sa propre anti-particule — et doit être omis si tel n'est pas le cas. $S(\nu)$ représente le spectre émis par positon annihilé.

Le profil $\rho_\chi(r)$, la section efficace d'annihilation σ et la masse m_χ constituent trois paramètres importants et mal connus du problème, que la limite supérieure précédemment calculée et les observations du spectromètre du satellite *INTEGRAL* vont nous permettre de contraindre.

Profil de densité Les simulations à N corps des modèles d'univers hiérarchique suggèrent l'existence d'un profil de densité de matière noire universel, commun aux halos de toutes masses et époques. Ce profil peut habituellement être représenté sous la forme :

$$\rho_\chi(r) \propto \frac{1}{(r/R_c)^\gamma [1 + (r/R_c)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}, \quad (5.27)$$

où une valeur faible de R_c devant le rayon R du halo traduit un profil concentré, piqué. Ce rayon critique R_c délimite les domaines où la pente du profil est contrôlée par l'un des autres paramètres : l'indice γ domine aux faibles rayons, α aux rayons intermédiaires et β aux rayons grands devant le rayon critique. Nous considérons ici deux profils extrêmes :

- le profil dit de NFW (d'après Navarro, Frenk et White) [Navarro *et al.* 1997], pour lequel $\gamma = 1$, $\alpha = 1$ et $\beta = 3$;
- le profil de Moore *et al.* [1999], pour lequel $\gamma = 1$, $\alpha = 1,5$ et $\beta = 3$.

*Le rayon est défini ici comme celui de la région à l'intérieur de laquelle la densité est plus de 200 fois supérieure à la densité moyenne du halo.

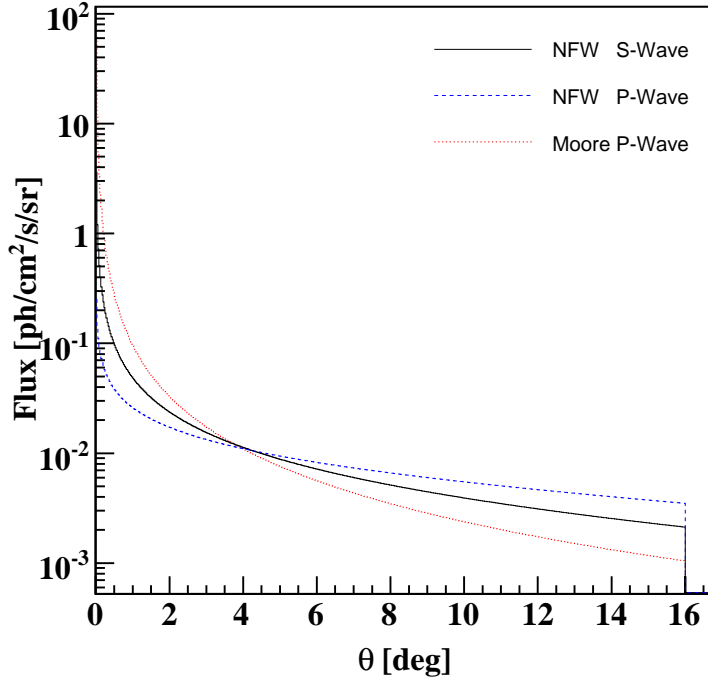


FIG. 5.12: Profils théoriques d'émission γ Galactique liée à l'annihilation de positons issus de la matière noire : flux par stéradian en fonction de la distance angulaire au centre Galactique. Ces profils ont été obtenus en combinant un modèle de densité de matière noire (Navarro, Frenk et White ou Moore *et al.*) avec un modèle de section efficace d'annihilation (ondes S et P), puis en intégrant l'émissivité suivant la ligne de visée. La coupure à 16 degrés du centre reflète l'absence d'annihilation en dehors du bulbe.

Section efficace d'annihilation La section efficace d'annihilation de la MNL prend la forme $\sigma v = a + bv^2$, où v représente la vitesse relative de la particule. Le terme a indépendant de la vitesse correspond à une onde S («S-wave»), le terme quadratique bv^2 à une onde P («P-wave»). Le traitement du dernier cas nécessite le calcul du profil de dispersion de vitesse via la résolution des équations de Jeans pour le profil de densité choisi.

La contrainte la plus importante sur la section efficace provient de la nécessité d'expliquer l'abondance résiduelle, relique de matière noire non-baryonique, soit $\Omega_{dm,nb} \sim 23\%$. Cela implique que la section efficace au moment du découplage («freeze-out») soit de l'ordre de $\langle \sigma v \rangle_F \sim 10^{-25} \text{cm}^3$.

Profils d'émission et masse m_χ de la particule Une fois choisis les profils de densité et de section efficace d'annihilation de la matière noire, l'intégration de la luminosité individuelle sur la distribution des halos conduit donc à l'émissivité gamma en fonction de la distance au centre du halo. À la différence des travaux antérieurs de Ahn et Komatsu [2005], l'intégration a été ici limitée aux halos présentant une masse supérieure à la masse minimale permettant au halo de posséder suffisamment de gaz pour assurer l'annihilation de ces positons.

Reste alors une seule variable non fixée, la valeur de la masse m_χ de la particule de matière noire. C'est là qu'interviennent les observations par le spectromètre SPI de la raie à 511 keV au centre de notre Galaxie. L'intégration le long de la ligne de visée de l'émissivité conduit à des profils d'émission en fonction de la distance angulaire θ au centre Galactique. Ces profils d'émission sont illustrés par la Figure 5.12 pour trois modèles différents. L'hypothèse selon laquelle l'annihilation n'a pas lieu hors du bulbe se traduit par une coupure des profils à $\theta \sim 16^\circ$.

Afin d'être comparés aux données d'observation, ces profils ont ensuite été convolués avec la réponse instrumentale du spectromètre (Fig. 5.13) puis la masse m_χ de la particule de MNL a été optimisée, pour chaque modèle, pour ajuster les données au profil convolué théorique.

Les données utilisées correspondent à la première partie de la mission *INTEGRAL*, avant que le spectromètre ne perde un premier détecteur en décembre 2003. Après nettoyage et suppression des pointages affectés par l'activité solaire, nous avons considéré une bande large de 10 keV autour de 511 keV et constitué deux jeux de données. Le premier jeu a servi de champ vide pour déduire le niveau du bruit de fond dans le second jeu et le soustraire afin de pouvoir comparer le signal résiduel aux profils théoriques. La méthode de traitement employée a été décrite plus en détails dans le chapitre 3.

On est ainsi amené à favoriser les combinaisons «NFW / S-wave» et «Moore / P-wave», avec des masses m_χ de respectivement ~ 100 MeV et ~ 1 MeV, les combinaisons opposées conduisant à des masses trop faibles ou trop élevées. On peut noter que la seconde combinaison, un profil de densité de Moore avec une section efficace de type «P-wave» est la plus compatible avec les contraintes issues du spectre gamma Galactique déterminées dans la section 5.2.

Après avoir étalonné le modèle sur la Voie Lactée et fixé la masse m_χ , il devient possible de calculer l'émission diffuse extra-galactique théorique des halos cosmologiques. Il s'avère que ces calculs conduisent à une intensité bien inférieure à la valeur maximale I_{max} précédemment déduite (Eq. 5.25). Il en résulte que, sous les hypothèses adoptées ici et notamment en supposant que le halo de matière noire de la Voie Lactée constitue une source d'étalonnage représentative, aucun des candidats matière noire légère n'est exclu du seul fait de l'émission des halos cosmologiques.

Bien que les objectifs des présents travaux aient été limités à l'étalonnage du modèle d'émission des halos grâce à l'émission intégrée détectée par SPI, une déconvolution plus complète pourrait permettre de discriminer grâce aux observations d'*INTEGRAL* les différents profils d'émission qui, à première vue, paraissent compatibles avec les données, comme l'illustre la figure 5.13, et donc d'affiner notre connaissance du profil de densité de la matière noire.

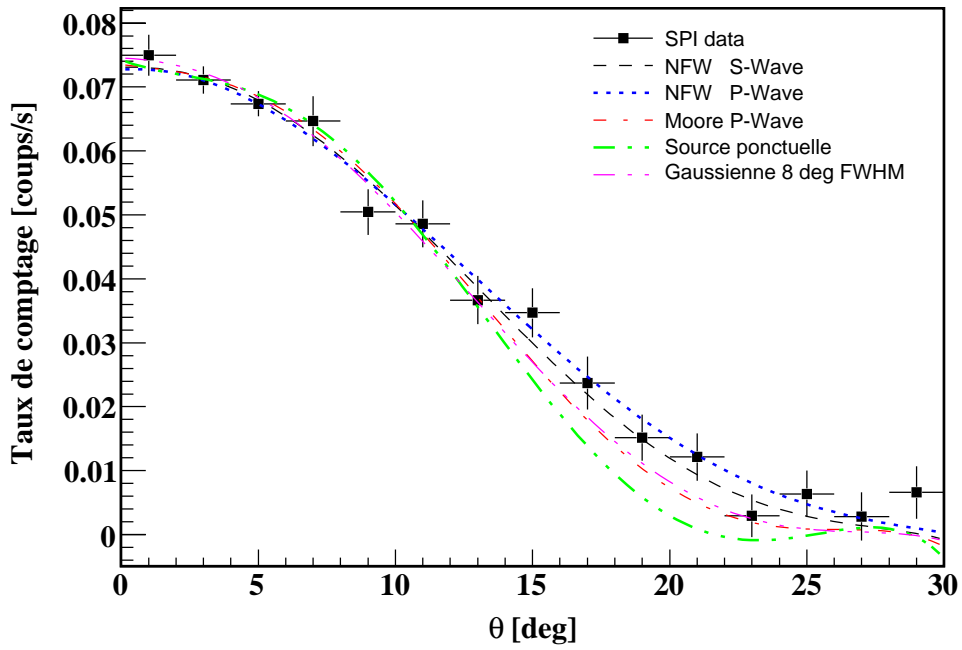


FIG. 5.13: Profil du taux de comptage enregistré par le spectromètre SPI dans la bande 506-516 keV, comparé à divers modèles théoriques d'émission convolués avec la réponse de l'instrument. Outre les trois modèles déjà évoqués (NFW S-wave, NFW P-wave et Moore P-wave) qui correspondent à des distributions et sections efficaces d'annihilation différentes, les taux de comptages résultant d'une source ponctuelle et d'une source de morphologie gaussienne de 8° de FWHM sont également représentés.

Extrait de Rasera *et al.* [2006] :

APS/123-QED

Soft gamma-ray background and light Dark Matter annihilation

Yann Rasera, Romain Teyssier,* and Patrick Sizun
CEA Saclay, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Michel Cassé
CEA Saclay, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette, France and
Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France

Pierre Fayet
Laboratoire de Physique Théorique de l'ENS, UMR 8549 CNRS,
24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

Bertrand Cordier and Jacques Paul
CEA Saclay, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette, France
(Dated: March 9, 2006)

The bulk of the extragalactic background between 10 keV and 10 GeV is likely to be explained by the emission of Seyfert galaxies, type Ia supernovae, and blazars. However, as revealed by the INTEGRAL satellite, the bulge of our galaxy is an intense source of a 511 keV gamma-ray line, indicating the production of a large number of positrons that annihilate. The origin of the latter is debated, and they could be produced, in particular, by the (*S*- or *P*-wave) annihilation of light Dark Matter particles into e^+e^- . In any case, the cumulated effect of similar sources at all redshifts could lead to a new background of hard *X*-ray and soft gamma-ray photons. On the basis of the hierarchical model of galaxy formation, we compute analytically the SNIa contribution to the background, and add it to Seyfert and blazars emission models. Confronting these expected contributions to observation, we find that any extra contribution to this unresolved background around 511 keV should be lower than about $4 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. We also estimate analytically the extragalactic background due to Dark Matter annihilation, increasing the accuracy of the earlier computations. Indeed, we take into account the large positron escape fraction from low mass dark matter halos, unable to confine a dense and magnetized interstellar medium. Our new background estimate turns out to be one order of magnitude *lower* so that the hypothesis of a light Dark Matter candidate remains compatible with the observed extragalactic background for a wider range of particle masses and cross-sections.

PACS numbers: 95.35.+d, 95.85.Nv, 95.85.Pw, 97.60.Bw

I. INTRODUCTION

The cosmic gamma-ray background (CGB) between 10 keV and 10 GeV has been measured by several gamma-ray satellites (HEAO, SMM, COMPTEL and EGRET) [1, 2]. Below 100 keV, it is believed that the main contribution comes from Seyfert galaxies [1] [48]. Above 10 MeV, a simple model for blazars reproduces both the amplitude and the slope of the data [4]. In the intermediate energy range, however, another type of sources is needed, since blazar spectra show a clear break near 10 MeV and the cosmological gamma-ray background from Seyfert galaxies falls off above about 100 keV (see Fig. 1). As discussed by several authors [5, 6, 7], type Ia supernovae could make a significant contribution in this energy range, which we shall evaluate in Section 2.

Furthermore, the recent observation, by the INTEGRAL satellite, of a 511 keV diffuse emission line from the galactic bulge [8] shows that electron-positron anni-

hilation are taking place there with a very large rate $\simeq 1.5 \cdot 10^{43} \text{ s}^{-1}$. Such a high rate is difficult, if not impossible, to impute to astrophysical objects, and the source of these positrons in the bulge is subject to intense debate. This emission from the bulge of the Milky Way could be the signature of light Dark Matter particles annihilating into e^+e^- [9, 10], the positrons eventually annihilating with electrons encountered in the interstellar medium [11]. In any case, if one extrapolates this diffuse emission to all other galaxies in the Universe, the integrated flux could make a significant additional contribution to the hard *X*-ray and soft gamma-ray background.

Since the potential implications of such an hypothesis for particle physics and cosmology are very important, we want to test here its validity or at least its consistency, as far as the cosmological gamma-ray background is concerned. Using a recent model of galaxy formation [12], we compute self-consistently the gamma-ray background coming from both type-Ia supernovae (adding Seyfert-galaxies and blazars), and annihilating positrons from light Dark Matter halos. We follow in this respect the earlier work of Ahn & Komatsu [13], who were the first to compute this background, assuming, like them, how-

*Electronic address: romain.teyssier@cea.fr

5.5 Conclusion

En calculant toutes les composantes radiatives consécutives à l'annihilation de particules de matière noire légère — principalement l'annihilation en vol des positons et l'émission Bremsstrahlung interne —, nous avons pu fixer (paragraphe 5.2) une limite *supérieure* à la masse de ces particules, basée surtout sur les données COMPTEL, allant de $3 \text{ à } 7,5 \text{ MeV}/c^2$. Il faut garder à l'esprit qu'elle est très dépendante des incertitudes sur les données COMPTEL, dont notre connaissance reste très qualitative.

Ces travaux ont fait l'objet d'un article paru dans *Physical Review D*. Des travaux antérieurs de Beacom et Yüksel [2006] avaient abouti à une valeur de $3 \text{ MeV}/c^2$. Ce résultat, qui correspond à nos hypothèses les plus strictes, a été retrouvé. Nous avons montré que des choix plus conservateurs quant à la taille de la région considérée et donc à la morphologie de la zone émissive ne modifiaient que très peu les résultats. En revanche, la contrainte trouvée se relâche dans des proportions plus notables en faisant varier l'ionisation du milieu interstellaire, encore incertaine. Enfin, le paramètre de normalisation de notre modèle était ici ajusté de manière à reproduire le flux observé dans la raie à 511 keV. Si la matière noire est envisagée comme un contributeur parmi d'autres dans le cadre d'un scénario multi-sources, le taux d'injection de positons produits par la matière noire pourrait être revu à la baisse et les contraintes sur la masse de la particule se relâcheraient encore.

Plusieurs raffinements du modèle permettraient peut-être de préciser cette contrainte spécifique sur la masse de la particule de matière noire, comme la modélisation spatiale de la propagation des positons et des phases gazeuses du milieu interstellaire du bulbe traversées. Cela permettrait, en partant d'une distribution de matière noire donnée, de prédire la morphologie de l'émission attendue à chaque énergie du spectre. Afin d'exploiter ces informations, la poursuite de l'étude de la morphologie de l'émission continue de haute énergie dans les données SPI est nécessaire.

Une meilleure estimation de la contribution des sources ponctuelles peu intenses dans les données ISGR1 et leur prise en compte dans l'analyse des données SPI est également souhaitable. Dans cette perspective, le récent recensement des sources détectées par l'imageur au-delà de 100 keV [Bazzano *et al.* 2006] sera très utile.

La contrainte liée au rayonnement gamma indirect de la matière noire et à son observation au centre Galactique vient se combiner avec d'autres contraintes. Une certaine tension se fait jour entre la limite sur la masse de la particule de matière noire légère imposée par les modèles de supernovæ — limite *inférieure* de $\sim 10 \text{ MeV}/c^2$, fondée toutefois sur un modèle simplifié de l'explosion (paragraphe 5.3.2) — et celle que fournit l'annihilation en vol des positons et qui a fait l'objet de la section 5.2 — limite *supérieure* de $\sim 8 \text{ MeV}/c^2$, mais dont l'analyse est fondée sur des données de qualité encore perfectible. On ne peut conclure fermement à l'inexistence de la

manière noire légère sous la forme proposée, mais on peut convenir que les marges de manœuvre se réduisent.

Une analyse plus précise du continuum gamma de basse énergie dans la région du bulbe et un calcul plus raffiné de l'effet des particules de matière noire sur l'explosion des supernovæ devraient permettre de lever l'hypothèque, ou tout au contraire d'amplifier la contradiction, mais la preuve définitive de l'existence de la matière noire légère ne pourra venir que d'une expérience de physique des particules. Le débat sur l'origine des positons responsables de la raie à 511 keV est donc loin d'être clos. Aucune des hypothèses envisagées ne s'est révélée satisfaisante, et chacune devra être revue en prenant en compte les nouveaux éléments observationnels et théoriques disponibles.

Conclusions

À travers ce manuscrit, j'ai tenté de faire ressortir l'aspect pluridisciplinaire des travaux que j'ai menés durant ma thèse, qui m'ont permis d'explorer l'ensemble des potentialités offertes par le satellite *INTEGRAL*, et de prendre conscience de la variété des métiers que recouvre le terme d'astrophysicien, depuis l'étalonnage en vol d'un instrument et le traitement du signal jusqu'à l'interprétation des observations, tout en suivant un fil conducteur commun : celui de l'annihilation électron-positon dans la région du centre Galactique.

Arrivé dans l'équipe SPI du Service d'Astrophysique moins de six mois après le lancement du satellite, j'ai pu m'intégrer à l'équipe locale travaillant sur le spectromètre et à la collaboration SPI, grâce aux «co-I meetings» réguliers et aux congrès *INTEGRAL* interne et externes. Ainsi, j'ai pu contribuer à la mise au point finale de la réponse instrumentale et à la validation des logiciels d'analyse des données du spectromètre.

Après avoir expérimenté l'étude des sources ponctuelles, j'ai pu me concentrer sur celle du bruit de fond instrumental et développer de nouvelles méthodes de modélisation, actuellement utilisées au SAp. Bien que l'apport des techniques neuronales mises en œuvres soit moindre qu'attendu, elles nous ont permis d'enrichir notre maîtrise du bruit de fond. Ces travaux, spécifiques à la raie à 511 keV, sont actuellement étendus à la modélisation du bruit dans la raie de l'Aluminium 26 et les raies gamma de haute énergie.

De même, l'utilisation de ces modèles de bruit et des techniques de «model fitting», m'a permis d'extraire le spectre d'annihilation électron-positon Galactique vu par *INTEGRAL*, qui peut encore être affiné par le passage du mode collimateur à l'utilisation de tous les comptages des détecteurs du spectromètre, l'emploi des techniques d'imagerie directe, une meilleure prise en compte de l'émission des sources ponctuelles non résolues. Par ailleurs, la mission ayant été prolongée au moins jusqu'en 2010, les données nouvellement acquises permettront de préciser les paramètres physiques extraits de ce spectre et la morphologie de la source.

Un des résultats essentiels d'*INTEGRAL* est d'avoir, depuis son lancement fin 2002, clairement mis en évidence l'existence d'une émission intense et étendue à 511 keV dans la direction du centre Galactique. Cette émission étant la signature de l'annihilation de paires électron-positon et requérant un taux d'injection de positons élevé — $10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ — dans le bulbe

Galactique, le débat sur l'origine de ces positons a été relancé et s'est ouvert à la communauté des physiciens des particules, aucune source astrophysique ne satisfaisant ce bilan. En fournissant une carte détaillée de cette émission, notamment une nouvelle estimation du rapport entre les contributions du bulbe et du disque, et en précisant les paramètres de la raie et du spectre d'ortho-Positronium, *INTEGRAL* a en effet permis de raviver les discussions sur les sources déjà évoquées mais aussi de susciter de nouvelles hypothèses.

L'hypothèse de particules de matière noire légère dont l'annihilation serait la source des positons présente un grand attrait car elle permettrait de résoudre à la fois le mystère de la matière noire et celui de l'origine de la raie à 511 keV. Néanmoins, le domaine de validité de cette hypothèse s'avère restreint. Nous avons, dans la seconde partie de cette thèse, apporté notre pierre à sa définition en explorant les conséquences de l'annihilation de telles particules dans le bulbe sur le continuum gamma de basse énergie afférent à cette région. Affinant des travaux récents sur l'émission de photons successive à l'annihilation en vol des positons, nous avons fixé à la masse des particules censées constituer la matière noire légère une limite supérieure de 3 à 7,5 MeV/c², selon le degré d'ionisation du milieu traversé par les positons.

Perspectives Le débat sur l'origine des positons s'annihilant dans le bulbe Galactique ne fait que s'ouvrir. La liste des sources potentielles de positons est longue, qu'elles soient radioactives (β^+) ou compactes. Dans la première série s'inscrivent les géantes rouges de type AGB, les étoiles Wolf-Rayet à forte perte de masse, les novæ, supernovæ, hypernovæ/sursauts gamma, et dans la seconde les binaires X de faible masse (LMXBs), les microquasars, les pulsars millisecondes et le trou noir géant du centre Galactique, lui-même. Mais jusqu'à présent aucun prétendant astrophysique ne semble donner satisfaction comme candidat unique. Il est donc loisible d'examiner en détail l'hypothèse de la production de positons lors de l'annihilation de particules de matière noire légère. Cependant, face aux contraintes observationnelles, il convient de rester circonspect et peut-être de favoriser les solutions purement astrophysiques — et l'idée d'une origine multiple des positons — en attendant une éventuelle démonstration de l'existence de la matière noire légère, qu'il reviendra aux physiciens des particules d'apporter.

En effet, des aspects essentiels de la physique afférente à ce nouveau modèle de matière noire froide et légère s'annihilant en paires électron-positon — et neutrino-antineutrino — restent à établir de façon à ce que le modèle s'accorde à la fois aux contraintes de la Cosmologie — densité relique — et de l'Astronomie gamma Galactique — raie à 511 keV.

Du côté des observations d'*INTEGRAL*, une étude précise du spectre et de la carte de l'émission diffuse continue dans le bulbe Galactique avec SPI et IBIS permettra de palier aux limitations du télescope COMPTEL dans la bande 1-10 MeV.

Enfin, du point de vue de l'Astrophysique, une meilleure estimation de la contribu-

tion respective éventuelle des sources astrophysiques serait par ailleurs souhaitable, notamment une estimation plus fine de la fraction de positons s'échappant des supernovæ de type Ia. Une modélisation détaillée de la propagation des positons de basse énergie dans la région du bulbe — prenant en compte coefficient de diffusion, densité et état d'ionisation, topologie et intensité du champ magnétique dans la région incriminée — sera indispensable pour tirer profit au mieux des révélations d'*INTEGRAL* en termes de spectroscopie et d'imagerie.

Annexe A

Publications

Sommaire

A.1	SIZUN <i>et al.</i> 2003 : contribution au 2^e appel d'offres d'<i>INTEGRAL</i>	159
A.2	SIZUN <i>et al.</i> 2004 : The <i>INTEGRAL</i>/SPI Response and the Crab Observations	165
A.3	SIZUN <i>et al.</i> 2006a : Continuum γ-ray emission from LDM e^+ and e^-	169
A.4	SIZUN <i>et al.</i> 2007 : Background model studies for <i>INTEGRAL</i>/SPI	181

Cette annexe contient certaines des publications à titre de premier auteur effectuées au cours de ma thèse, ou actuellement en cours.

Search for a redshifted 511 keV annihilation line from closeby neutron stars with INTEGRAL

P. Sizun¹, R. Terrier¹, M. Cassé¹, J. Paul¹, B. Cordier¹,
D. Attié¹, M. Gros¹, G. Bignami² & P. A. Caraveo³

¹*DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique / CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France*

²*Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements / CNRS/UPS, Toulouse, France*

³*Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica / CNR, Milan, Italy*

Abstract

Neutron stars, as the name suggests, are mostly made of neutrons. But the cores of these tiny, dense stellar leftovers might conceal new states of matter, including strange matter. The electro-magnetic emission from these stars holds the key. Seventy years after the concept of neutron star was introduced, their structure is still a mystery and so is their radius too. Observing a spectral signature near the surface of a neutron star would bring us key information. Indeed, detection of a gravitationally redshifted spectral line emitted from the vicinity of the neutron star surface can yield the mass-to-radius ratio of the star and the profile of the line would give us an idea of the physical conditions in the surface's near environment. In addition, this would provide a test of gravity in the strong field regime.

Models of pulsars predict an important production of electrons and positrons through electro-magnetic phenomena. Measuring the intensity and the energy width of the emission line resulting from the e^+ annihilation on the surface of the neutron star would enable us to test various models.

Therefore, we propose to observe 3 closeby pulsars, one old and 2 young, with INTEGRAL and to search for the redshifted e^+ annihilation γ -ray line. It will permit us to both constrain pulsar models and maybe increase our knowledge of neutron stars in general.

1 Scientific background

Neutron stars, resulting from the collapse of massive stars, are among the most extreme objects of the universe, their core density exceeding that of the atomic nucleus. Thus, in principle they could serve as a laboratory for the study of the properties of matter at very high density. If, under these extreme conditions, exotic states of matter are present (Bose-Einstein condensates of pions and kaons, quark bags and/or strange matter), increasing the compressibility of the object, the radius of the neutron star will be comparatively small with respect to its mass.

The best approach to learn about hyperdense matter is to constrain the mass-to-radius ratio of individual neutron stars through the measurement of the gravitational redshift of a well identified spectral line. In addition, measurements of such a redshifted line can provide interesting new constraints on strong field gravity [DeDeo & Psaltis 2003]. Unfortunately spectral information on neutron stars are cruelly lacking, being restricted at present to a few X-ray lines difficult to interpret [Cottam & Mednez 2002]. In the

INTEGRAL-AO2 proposal

Scientific Justification

following, we propose to use high resolution γ -ray spectroscopy to measure the unambiguous signature of the electron-positron annihilation at the surface of closeby pulsars. Indeed, rotation and magnetic fields play an important role in the production of positrons (see next section) and of course the line will be all the more detectable that the observed object is closeby.

In addition, the line profile will provide unique information about the physical condition prevailing in the close vicinity of the neutron star surface.

2 Scientific objectives

Annihilation line Pulsar radiation models predict that a large number of positrons are created in the magnetosphere and fall back near the pulsar surface. Several models predict a periodic shifted 511 keV annihilation line in pulsars magnetosphere or neutron star surface.

In the framework of the outer gap model, Zhu & Ruderman (1997) propose that an energetic primary electron or positron in the Accelerator could radiate up to 10^5 curvature photons. Those γ -rays are emitted along the magnetic field lines and produce pairs in the closed field lines region. The multiplicity can reach 10^6 for each particle in the Accelerator. The annihilation region is mainly a thin blanket about 0.6 neutron star radius above the surface of the neutron star. This region is optically thin to γ -rays.

In another model, Bednarek et al. (1992) propose that particles accelerated in the outer-gap flow towards the star along the magnetic field lines. Each of these electrons creates an electromagnetic cascade due to curvature radiation and inverse Compton scattering of thermal X-rays from the neutron star's surface. The pairs entering the polar cap Accelerator could produce up to 10^5 photons of about 1 MeV. Once they strike the star's surface, the photons are transformed in e^\pm . The estimated production rate in the case of the Crab pulsar could be as large as $10^{40} s^{-1}$. The positrons cool down very efficiently and annihilation then takes place with the thermal electrons of the crust.

In any case, the annihilation line is expected to be wide, because of the strong magnetic field, and of the thermal widening. The broadening in the strong magnetic field is of the order of $(\Delta E/E)_{FWHM} = 0.35 B/B_{cr}$, which is 10 keV for a 3.10^{12} G magnetic field. The thermal Doppler broadening in a non-relativistic plasma is $(2kTmc^2)^{1/2}$. For a temperature of the order of $10^7 K$ this broadens the distribution by 20 keV.

In order to estimate the flux expected for various pulsars we scaled the flux for the Crab pulsar with the Goldreich-Julian current, assuming the pair production multiplicity doesn't change much from pulsar to pulsar. The maximum Goldreich-Julian net particle flow in the Accelerator is:

$$\dot{N}_a \sim \frac{BR^3\Omega^2}{ec}$$

Table 1 shows the 3 sources' physical parameters and the expected pair annihilation rates.

Redshift The Doppler shifts due to the centrifugal force and to the electric force along B being negligible, the centroid of the line gives a measure of the gravitational redshift, which only depends on the mass-to-radius ratio.

$$z = 1 - \sqrt{1 - \frac{2GM_{NS}}{rc^2}}$$

For a mean neutron star mass of $1.35 M_\odot$ (as measured for neutron stars in binary systems, see [Thorsett & Chakrabarty 1999]) and a typical radius of 10 km, a 511 keV line would be shifted to 396 keV if the

INTEGRAL-AO2 proposal*Scientific Justification*

Source	Geminga	PSR B0950+08	Vela
distance (pc)	153^{+59}_{-34}	130-262	294^{+76}_{-50}
characteristic age (10^3 yr)	340	17500	11.5
period (ms)	237	253	89.3
surface field B (10^{12} G)	1.6	0.24	3.38
annihilation rate (s^{-1})	$8.10^{37\pm1}$	$5.10^{36\pm1}$	$7.10^{38\pm1}$
V (mag)	25.3 ± 0.3		23.6
References	[1]	[4] [7] [5]	[6] [2]

Table 1: Parameters of the 3 pulsars to observe.

annihilation occurs near the surface and to 443 keV if it occurs 0.6 neutron star radius above the surface. Considering the uncertainties on those parameters, the line should be expected between 350 and 450 keV.

3 Observation strategy

Requested exposure time Simulations (see next section) show that, for the most optimistic value of the expected annihilation line flux, 200 ks of observation are enough to achieve a 6σ confidence level detection from the Geminga pulsar with the spectrometer.

Therefore we ask for an exposure time of 200 ks for each of the 3 pulsars proposed for observation (see table 2 for their coordinates).

Considering the high flux expected in the annihilation line emitted from the Vela pulsar, this exposure time should enable us to detect the line with a 10σ significance.

The flux expected for the old pulsar PSR B0950+08 probably doesn't allow a significant detection with an exposure time of this order. However, observing this closeby isolated old pulsar will enable us to compare old and young pulsars and to test the models favouring young pulsars for a high e^\pm production.

Our primary target is the Geminga pulsar, because expecting a detection seems realistic and this source hasn't been observed by INTEGRAL during such an exposure time yet. The Vela pulsar has already been observed during the AO1 phase, therefore it is the last source of our list.

Visibility and observing epochs According to TVP, numerous 200 ks windows will be available for the 3 sources during AO2. Although we would prefer continuous observations of 200 ks duration, they could also be segmented down to 50 ks time windows, the constraint due to the fulfillment of the 5×5 dither pattern.

Dithering As for the extraction of the line we are interested in the spectrometer's data, we chose the default 5×5 dither pattern which is the best one for SPI data exploitation. Considering the energy band (about 350-450 keV) where we expect the redshifted annihilation line and the sensibility of both instruments in this band, the imager's data will also be of great use.

Source	α_{2000}	δ_{2000}	l (°)	b (°)
Geminga pulsar	6h 33min 54.15s	+17° 46' 12.9"	195.13	+4.27
PSR B0950+08	9h 53min 09.32s	+07° 55' 35.6"	228.91	+43.70
Vela pulsar	8h 35min 20.66s	-45° 10' 35.2"	263.55	-2.79

Table 2: Ordered list of the sources proposed for observation, with their coordinates.

4 Feasibility of the observation

Source	Expected flux	SPI significance (σ)	ISGRI significance (σ)
Geminga	6.10^{-5} ph/cm ² /s	0.6	0.2
	6.10^{-4} ph/cm ² /s	6	2
PSR B0950+08	5.10^{-6} ph/cm ² /s	0.05	0.02
	5.10^{-5} ph/cm ² /s	0.5	0.2
Vela	1.10^{-3} ph/cm ² /s	1	0.4
	1.10^{-2} ph/cm ² /s	10	4

Table 3: Detection significance of a line at 396 keV with a 30 keV width as a function of the expected flux (mean value and most optimistic case) and the instrument for a 200 ks observation time.

Running OTE with the line fluxes extrapolated from the models, we got (see table 3), for each of the 3 sources, the estimated significance achieved by SPI and ISGRI for the chosen 200 ks exposure time. In the optimistic case, a detection of the annihilation line in the Geminga and Vela pulsars seems realistic. There is no visibility problem and the only schedule constraint is the fulfillment of the dither pattern. As shown in Figure 1, the energy band where we expect an annihilation line 350-450 keV), is rather free of instrumental background lines.

The line emission being periodic, we intend to perform a spectro-temporal analysis.

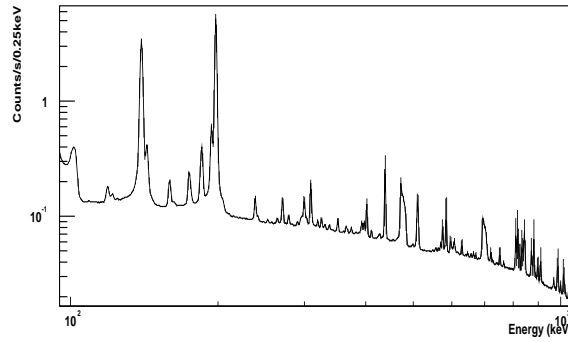


Figure 1: Background lines in the band of interest.

INTEGRAL-AO2 proposal*Scientific Justification***Our team**

Patrick Sizun is a graduate student at Paris VI University, preparing a PhD on the gamma-ray emission due to Galactic Aluminium 26 desintegration.

Régis Terrier, astrophysicist, has worked on the non-thermal emission from supernova remnants. He is involved in the in-flight calibration of the ISGRI camera.

Michel Cassé is a nuclear astrophysicist deeply involved in the INTEGRAL scientific themes from a theoretical point of view.

Jacques Paul is a specialist of γ -ray astronomy.

Bertrand Cordier is the leader of the CEA-Saclay team working on the SPI instrument.

David Attié is a graduate student at Paris VI University, preparing a PhD on the spectrometer SPI's calibration and first results.

Maurice Gros is a specialist of instrumental calibration and spectral analysis.

Giovanni Bignami and *Patricia Caraveo* enjoy a world-wide recognition on their remarkable work concerning Geminga.

References

- [1] Halpern J. P. & Ruderman M., 1993, ApJ **415**, 286-297
- [2] Caraveo P. A. et al., 2001, ApJ **561**, 930-937
- [3] Mignani R. P., Manchester R. N. & Pavlov G. G., 2003, ApJ **582**, 978-983
- [4] Zharikov S. V. et al., 2002, A&A **394**, 633-639
- [5] Briskin G. F., Caraveo P. A. & Mereghetti S., 1993, Nature **361**, 704
- [6] Taylor J. H., Manchester R. N. & Lyne A. G., 1993, ApJSS **88**, 529-568
- [7] Gwinn C. R. et al., 1986, AJ **91**, 338-342
- [8] Harding A. K. & Muslimov A. G., 2002, ApJ **568**, 862-877
- [9] Harding A. K., Muslimov A. G. & Zhang B., 2002, ApJ **576**, 366-375
- [10] Thorsett S. E. & Chakrabarty D., 1999, ApJ, **512**, 288-289
- [11] Zhu T. & Ruderman M., 1997, ApJ **478**, 701-712
- [12] Cottam J., Paerels F. & Medndez M., 2002, Nature **420**, 51-54
- [13] Bednarek W., Cremonesi O. & Treves A., 1992, ApJ **390**, 489
- [14] Dedeo S. & Psaltis D., 2003, Phys. Rev. L. **90**

THE INTEGRAL/SPI RESPONSE AND THE CRAB OBSERVATIONS

P. Sizun¹, C. R. Shrader², D. Attié¹, P. Dubath³, S. Schanne¹, B. Cordier¹, S. J. Sturmer²,
L. Bouchet⁴, J.-P. Roques⁴, G. K. Skinner⁴, and P. Connell⁵

¹CEA Saclay, DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette, France

²NASA/Goddard Space Flight Center, MD 20771, Greenbelt, USA

³INTEGRAL Science Data Center, Chemin d'Ecogia 16, 1290 Versoix, Switzerland

⁴Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 31028 Toulouse, France

⁵GACE - ICUMV, Universitat de València, Apdo 22085, 46071 València, Spain

ABSTRACT

The Crab region was observed several times by INTEGRAL for calibration purposes. This paper aims at underlining the systematic interactions between (i) observations of this reference source, (ii) in-flight calibration of the instrumental response and (iii) the development and validation of the analysis tools of the SPI spectrometer (Vedrenne et al. 2003). It first describes the way the response is produced and how studies of the Crab spectrum lead to improvements and corrections in the initial response. Then, we present the tools which were developed to extract spectra from the SPI observation data and finally a Crab spectrum obtained with one of these methods, to show the agreement with previous experiments. We conclude with the work still ahead to understand residual uncertainties in the response.

Key words: INTEGRAL/SPI; Crab; instrumental response; calibration.

1. CRAB OBSERVATIONS

During its first year in orbit, INTEGRAL observed the Crab region (the nebula and its pulsar) twice : in February (revolutions 39-45) and August (revolutions 102-103) 2003. The total observation time yields 1,723 ks (including annealing periods), performed in different modes : on- or off-axis, in staring or dithered mode, with a 5 x 5 or an hexagonal dither pattern. Because of its high luminosity and apparent lack of variability, this source is used as a reference for the spectrometer calibration.

2. INSTRUMENTAL RESPONSE

Response decomposition The response is decomposed into IRFs and RMFs :

- the redistribution matrix files (RMFs) are divided into three components describing (1) the events of the full-energy peak, (2) the Compton events interacting first in the detectors, (3) those interacting first in the passive material. They do not depend on the direction or the detector but only on the energy.
- the image response files (IRFs) describe, for a given input photon energy, the effective area of each detector for all directions in the field of view.

Production The INTEGRAL/SPI instrument response is produced using a suite of Monte Carlo simulation software developed at NASA/GSFC based on the GEANT-3 package called MGEANT (Sturmer et al. 2003). This production also required the development of a detailed computer mass model for SPI.

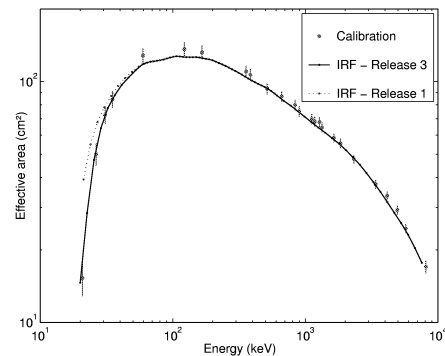


Figure 1. SPI photopeak effective area : comparison between ground calibration measurements (dots with error bars), and two successive IRF releases (dotted and plain lines).

Absolute determination of the camera photo-peak effective area was obtained from measurements (points in Fig. 1) performed just before the launch during an extensive ground calibration campaign (Attié et al. 2003; Schanne et al. 2003) of SPI in 2001 April at the Bruyères-le-Châtel (BLC) site of CEA. These measurements were compared to simulations and led to the initial release of the SPI response (Fig. 1, dotted line).

Correction Initial analysis of ground calibration data was performed only on lines with energies at or above 60 keV. After the launch, it was found through analyses of early Crab observations, that the Crab flux below these 60 keV was underestimated compared to the spectrum expected. It enabled us to point out an over-estimation of the low energy efficiency.

Additional analyses of 4 low-energy lines from the BLC data were performed. The 20.80 and 26.35 keV lines of the ^{241}Am calibration source had initially been ignored because of their low statistics. The ~ 30.8 and ~ 35.07 keV lines of ^{133}Ba , blended by the Compton component of higher energy lines, had also been rejected. A new response, corrected below 60 keV by taking into account these 4 lines, was derived (Fig. 1, plain line), without any assumption on the Crab spectrum.

3. DECONVOLUTION METHODS

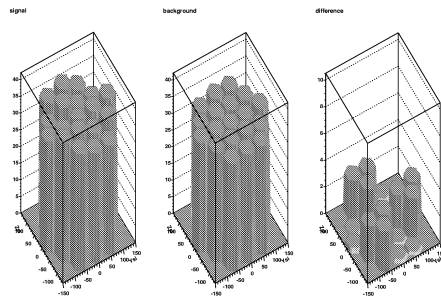


Figure 2. Count rates in the 19 Ge detectors in the 20-8000 keV band, during a Crab on axis pointing. From left to right : total count rate, estimated background count rate and their difference. The pattern of the projection of an on axis source through the mask on the detector plane, with its 120 degrees symmetry, is visible.

Several tools have been developed to extract source spectra from SPI observation data, including Spiros and XSPEC 12.

- in its spectral mode, Spiros (Skinner & Connell 2003), available in the INTEGRAL off-line

scientific analysis (OSA) distribution (<http://isdc.unige.ch/index.cgi?Soft+soft>), adjusts the intensity of sources simultaneously with the scaling factors to apply to the background model chosen. The best solution is searched for in each energy bin successively. The off-diagonal terms of the instrumental response are not taken into account in the deconvolution – all events are treated as photopeak events – and the resulting spectrum is in *pseudo-photons*. A “Spiros dedicated” redistribution matrix was derived using Monte Carlo simulations of both the SPI instrument and the Spiros software. This matrix can for example be used by the spectral-fitting program XSPEC, to fit a model to the real photon spectrum ;

- XSPEC 12, developed at NASA/GSFC (Shrader 2004) is a new release of XSPEC including SPI specific packages – to be delivered soon. While XSPEC 11 can be used to fit a mathematical model to an already background subtracted and deconvolved SPI source spectrum, XSPEC 12 can work directly from the individual detector spectra. Using, unlike Spiros, the full instrumental response – IRFs and RMFs – reconstructed for each source, it adjusts simultaneously the model parameters of each of the sources considered and the scaling factors to apply to the background model.

To account for initial discrepancies in the Crab derived flux between Spiros and XSPEC 12, a new version of the “Spiros dedicated” redistribution matrix mentioned above was recently derived at NASA/GSFC.

However, the main challenge is to properly model the background which represents a huge fraction of the total measured count rate (Fig. 3 and 3).

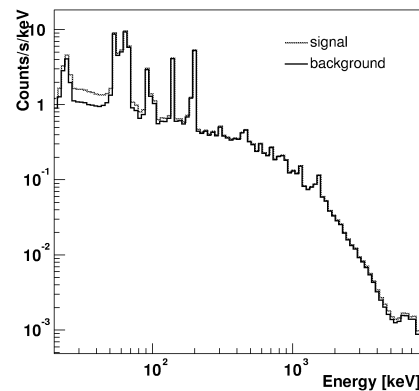


Figure 3. Total count rate (upper line) and estimated background count rate (lower line) during a Crab observation : the signal of interest represents only a tiny fraction of the total count rate.

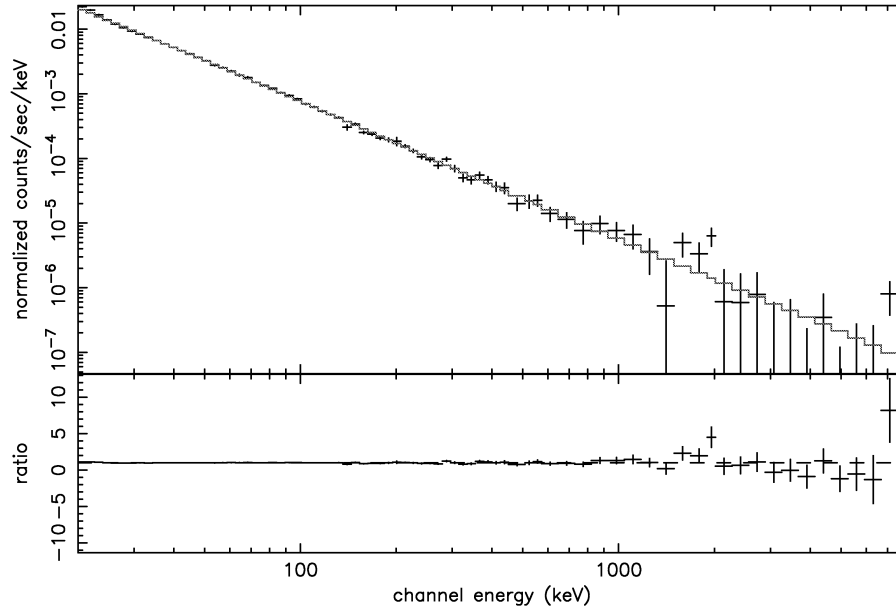


Figure 4. SPI Crab spectrum extracted from 44 NRT science windows in INTEGRAL revolution 44, using OSA 3.0 and a saturated Ge background model fitted detector by detector with Gaussian statistics.

Spectral studies of Crab and other reference sources were done with both *Spiros* and *XSPEC 12*, enabling us to cross-calibrate these tools. The resulting spectra are now consistent in shape and normalization. An initial discrepancy in normalization was reduced after a new redistribution matrix was derived for *Spiros*. Some differences remain which are still under study.

4. CRAB SPECTRUM

The Crab spectrum in Fig. 4 was extracted using as standard a method as possible, so that any scientist undertaking to analyze SPI observations shall be able to reproduce such a spectrum. It corresponds to the first 44 near real time science windows of revolution 44, performed with a 5×5 dither pattern. Distribution 3.0 of the observation analysis software (OSA) was used and the *spi.science.analysis* script was run mainly with default parameters, the most important of which concern the background : spiback produced a background model based on the count rates in saturating Ge detectors and *Spiros* adjusted the source flux and background count rates in each energy bin, assuming the time variation given by the model and computing the best detector to detector ratios.

Table 1. Flux ($\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$) and power law index of total Crab gamma-ray emission.

Instrument	Index	50-100 keV flux
OSO-8	2.00 ± 0.06	$6.41 \cdot 10^{-2}$
GRIS	2.15 ± 0.03	$4.52 \cdot 10^{-2}$
CGRO/OSSE [†]	2.19 ± 0.03	$5.68 \cdot 10^{-2}$
CGRO/BATSE [†]	2.20 ± 0.01	$6.83 \cdot 10^{-2}$
SAX/PDS [†]	2.13 ± 0.01	$4.92 \cdot 10^{-2}$
INTEGRAL/SPI	$2.17 \pm 0.01^*$	$7.08 \pm 0.03^* \cdot 10^{-2}$

[†] private communication

* statistical error only

Above 1 MeV, the flux uncertainty grows up as the source flux gets smaller and the basic background model used starts to show its limits : the features visible above 1 MeV correspond to instrumental background residuals.

A power law $F(E) = K \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)^{-\alpha}$ with a spectral index $\alpha = 2.169 \pm 0.008$ and a normalization $K = 14.44 \pm 0.44 \text{ ph/cm}^2/\text{s/keV}$ fits well to the spectrum ($\chi^2/\text{d.o.f} = 1.31$) in the 40 keV to 8 MeV energy range.

Imposing the canonical photon spectral index of 2.10 found by X-ray experiments for the entire Crab, we estimate ($\chi^2/\text{d.o.f} = 2.39$) a normalization of $10.80 \pm 0.03 \text{ ph/cm}^2/\text{s/keV}$ at 1 keV, to compare with a value of $9.59 \text{ ph/cm}^2/\text{s/keV}$ given by Willingale et al. (2001).

A broken power law fits only slightly better ($\chi^2/\text{d.o.f} = 1.29$) than a single power law. Imposing a low energy index $\alpha_1 = 2.10$, we find a high energy index $\alpha_2 = 2.19 \pm 0.01$ with a break around $61 \pm 6 \text{ keV}$ and a normalization of $11.03 \pm 0.05 \text{ ph/cm}^2/\text{s/keV}$ at 1 keV.

Using a different energy range or background handling method, the fit parameters found vary slightly. Even without taking into account systematic uncertainties due to the calibration and background handling works still in progress, Table 1 shows a very good agreement between SPI and other gamma-ray experiments.

5. CONCLUSION

After a few months of fine tuning of both the instrumental response and the deconvolution tools, the Crab spectra extracted from INTEGRAL/SPI observations with the various software available are compatible with each other and rather consistent with previous experiments.

Some further work will be necessary to build more elaborate background models and become more confident in the fluxes derived. Although the response and the extraction software might still evolve in the future especially to account for the loss of detector 2, the tools available today are sufficient to study point sources observed with INTEGRAL.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the team responsible for the SPI spectrometer aboard INTEGRAL for their contribution to this work. INTEGRAL is an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries : Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA.

REFERENCES

- Attie D., Cordier B., Gros M., et al., Nov. 2003, A&A, 411, L71
- Bartlett L.M., Barthelmy S.J., Gehrels N., et al., 1993, In: AIP Conf. Proc. 304, 67–71
- Dolan J.F., Crannell C.J., Dennis B.R., et al., Nov. 1977, ApJ, 217, 809
- MGEANT, A generic multi-purpose monte-carlo package for gamma-ray experiments, URL: <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/gamcosray/legr/mgeant/mgeant.html>
- Schanne S., Cordier B., Gros M., et al., Mar. 2003, In: Proc. SPIE, 4851, 1132–1143
- Shrader C.R., 2004, In: this volume
- Skinner G., Connell P., Nov. 2003, A&A, 411, L123
- Sturmer S.J., Shrader C.R., Weidenspointner G., et al., Nov. 2003, A&A, 411, L81
- Vedrenne G., Roques J.P., Schönfelder V., et al., Nov. 2003, A&A, 411, L63
- Willingale R., Aschenbach B., Griffiths R.G., et al., Jan. 2001, A&A, 365, L212

Continuum gamma-ray emission from light dark matter positrons and electrons

P. Sizun,^{1,*} M. Cassé,^{1,2} and S. Schanne¹

¹*DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

²*Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis Bd Arago, F-75014 Paris, France*

(Dated: August 24, 2006)

The annihilation of light dark matter was recently advocated as a possible explanation of the large positron injection rate at the Galactic center deduced from observations by the SPI spectrometer aboard INTEGRAL. The modelling of internal Bremsstrahlung and in-flight annihilation radiations associated to this process drastically reduced the mass range of this light dark matter particle. We estimate critically the various energy losses and radiations involved in the propagation of the positron before its annihilation — in-flight or at rest.

Using a simple model with mono-energetic positrons injected and confined to the Galactic bulge, we compute energy losses and gamma-ray radiations caused by ionization, Bremsstrahlung interactions as well as in-flight and at rest annihilation and compare these predictions to the available observations, for various injection energies.

Confronting the predictions with observations by the CGRO/EGRET, CGRO/COMPTEL, INTEGRAL/SPI and INTEGRAL/IBIS/ISGRI instruments, we deduce a mass upper bound of 3 to 7.5 MeV/ c^2 for the hypothetical light dark matter particle. The most restrictive limit is in agreement with the value previously found by Beacom and Yüksel and was obtained under similar assumptions, while the 7.5 MeV/ c^2 value corresponds to more conservative choices and to a partially ionized propagation medium. We stress how the limit depends on the degree of ionization of the propagation medium and how its precision could be improved by a better appraisal of data uncertainties.

PACS numbers: 95.30.Cq, 95.35.+d, 95.55.Ka, 98.35.-a, 98.38.Am, 98.70.-f, 98.70.Rz, 98.70.Sa

I. INTRODUCTION

Observed by various instruments since the 70's [1], the 511 keV gamma-ray line emission from the Galactic center has now been studied for almost four years with the SPI spectrometer [2] aboard the INTEGRAL satellite. While this emission is definitely the result of electron-positron annihilations in the central region of the Galaxy, the origin of these positrons remains obscure.

What is clear, however, from the spectral analysis of this line, is that most of the positrons are set to rest, form positronium and annihilate in the Galactic bulge (hereafter GB) [3–5]. Thus, there should be material in the bulge to slow down these leptons, as well as a significant magnetic field to confine them, which is an important information since the interstellar medium in this region is very difficult to observe. As far as positrons are concerned, the main characteristic to explain is their very high injection rate, *i.e.* $\sim 1.4 \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, as deduced from the 511 keV line flux of $(1.07 \pm 0.03) \times 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ measured by INTEGRAL/SPI [4]. Though previous instruments like SMM, TGRS, CGRO/OSSE gave essentially the same requirement [1], it is surprising that nobody had remarked that type Ia supernovæ, a long time considered the main source of GB positrons, fall short explaining this high injection rate [6–8]. Fortunately, this drawback is now

taken seriously.

Another clue to the origin of these GB positrons is the large extent of the emitting region, 8° FWHM [3], indicating that either they emanate from a single central source or a population of sources densely packed in the center of the Galaxy and diffuse to fill the whole bulge region, or there is a source population with an extension similar or greater than the GB. Indeed, the 511 keV emission region traces where positrons annihilate, and is therefore related to the distribution of the gas in the Galactic bulge.

Potential astrophysical sources of positrons are numerous (SNIa, supernovæ, gamma-ray bursts, cosmic rays, low mass X-ray binaries, millisecond pulsars, ...) and we will not discuss them in detail here. None of them qualifies to account for both the flux and morphology of the 511 keV emission. Some candidates are excluded on the basis of the disk over bulge ratio [9] and others like millisecond pulsars [10] and gamma-ray bursts [11, 12] are shaded off, the first because the electrons and positrons would be injected at such energies that their Bremsstrahlung emission would be excessive, and the second because their rate of appearance is insufficient to supply positrons at the required rate [13–15].

In front of this situation, two rather daring hypotheses have been put forward :

- the sources belong to the established list but there is something important not taken into account in the astrophysical scenario. Positrons from the Galactic disk can be transferred to the bulge where they annihilate [9]. However, the transport mecha-

*sizun@cea.fr

nism from the disk to the center is poorly known, depending critically on the topology and strength of the large scale magnetic field and on the diffusion coefficient of low energy positrons in the relevant magnetic field [4, 11];

- new sources or mechanisms are required, which are not in the catalog. We will consider this second proposal, and more specifically the light dark matter (hereafter LDM) scenario [6, 7, 16–19]. Other exotica from the particle physics community include Q balls [20], relic particles [21], decaying axinos [22], primordial black holes [23], color superconducting dark matter [24], superconducting cosmic strings [25], dark energy stars [26], and moduli decays [27]; they will not be discussed here.

Surprisingly, though the 511 keV emission from the GB was first detected more than thirty years ago, it is only with the SPI observations that a great deal of imagination and activity has been triggered among the astroparticle community.

In this contribution, we gather γ -ray observations performed by the CGRO (COMPTEL, EGRET) and INTEGRAL (IBIS/ISGRI, SPI) missions and see what constraints they set on the LDM candidate. A note of warning however: since we are interested in diffuse radiation, the delicate problems of unresolved sources, particularly acute at low energies, and of alternate diffuse sources should always be kept in mind.

We do not focus on the theoretical morphology of the LDM emission [19, 28], which is a thorny subject. It first depends on the dark matter distribution, which is not well established, varies considerably from one author to the other [see *e.g.* 29, 30] and could furthermore be clumpy. It also depends on the complex spatial propagation of the leptons resulting from LDM annihilation and on the distribution of the ISM matter with which they interact, also poorly known. Therefore, we use the morphological information we dispose of, *i.e.* that of the radiation from positron annihilations occurring at rest, as observed by INTEGRAL in the 511 keV line and the ortho-positronium continuum.

We content ourselves to calculate the total secondary emission of electrons and positrons in the course of their propagation, the only free parameter being the mass of the LDM particle. Energy losses are central to the problem, since all cross-sections of interest depend on energy, except internal Bremsstrahlung associated to the pair production. We then combine the resulting global theoretical spectra with our morphological assumptions to confront them to observations. The main difficulty is not theoretical, but observational: it will be to separate the bulge emission in the continuum from that of the disk, due to cosmic rays.

II. OVERVIEW

When colliding in the central part of the Galaxy, LDM particles χ , with mass $m_\chi < 200$ MeV, are expected to annihilate into $e^- - e^+$ pairs. The total energy imparted to the pair is equal to twice this mass m_χ , still unknown. Internal Bremsstrahlung in the course of the pair production [31, 32] produces a continuous spectrum independent of the density of the surrounding medium. Due to the mass limitations, both electrons and positrons are intrinsically of modest energy and their energy losses (proportional to the interstellar density) are mainly due to Coulomb interactions with the surrounding medium. In the course of their propagation, they mainly radiate through the (external) Bremsstrahlung process. Moreover, the released positrons are deemed to annihilate with ambient electrons, producing a definite γ -ray signature (511 keV line plus a low energy continuum). Positron annihilation can occur in flight [33] —in 26% of the cases at most, for $m_\chi = 200$ MeV— or at rest —mostly through positronium formation. Thus, through the combination of these various mechanisms, a specific γ -ray spectrum, with a discrete and continuous component, is produced by positrons between their creation and their annihilation.

Our aim is to set an upper limit to the mass of the LDM particle self-consistently, by computing this spectrum and confronting it to the observations in the relevant energy range, *i.e.* between ~ 10 keV and 200 MeV. From the particle physics point of view this new constraint, combined with distinct and independent ones coming from big-bang nucleosynthesis [34], type Ia supernovae, the extra-Galactic hard X-ray and soft γ -ray background [19, 35], should help finding a candidate with the appropriate mass and annihilation cross-section properties.

III. MODEL

We develop a simple steady-state model adequate for the low energies we are considering, making the reasonable assumption that electrons and positrons below 200 MeV are efficiently confined to the GB, where they annihilate, due to their small gyroradius —a common hypothesis in this field. We also consider that the only positrons present in the GB are produced in situ, at variance with Prantzos [9], who speculates that there could be a transfer of positrons from the disk to the bulge. This daring possibility is very hypothetical since the magnetic field of the Galaxy at large scales and the propagation of low energy positrons are poorly known, as admitted by Prantzos himself. Our problem involves simple physics, repeatedly employed for instance in solar flares physics ([36] and references therein) and Galactic physics [37], and various cross-sections that should be carefully chosen.

A. Steady-state equilibrium

We consider mono-energetic positrons of total energy E_{inj} injected in the GB at a rate R_{inj} . As they travel through the interstellar medium, they loose energy to the ambient medium and can undergo in-flight annihilation. Supposing the positrons are confined in the bulge and neglecting their spatial distribution, the differential number $N(E)$ of positrons with energy E in steady-state obeys to the diffusion-loss equation

$$\frac{d}{dE} \left(-N \frac{dE}{dt} \right) = -Q(E), \quad (1)$$

where $\frac{dE}{dt}$ denotes the mean energy loss rate of positrons and the source term $Q(E) = R_{\text{inj}}\delta(E - E_{\text{inj}}) - Q_{IA}(E)$ aggregates the mono-energetic injection and the in-flight annihilation, which is a function of energy:

$$Q_{IA}(E) = n_e \sigma_{IA}(E) v(E) N(E), \quad (2)$$

with n_e the electron density and σ_{IA} the in-flight annihilation cross-section. Introducing $g(E) = \frac{n_e \sigma_{IA}(E) v(E)}{-dE/dt}$ and $G(E) = \int_{E_{\text{inj}}}^E g(E') dE' = \log p(E)$, where $p(E)$ is the probability for a positron injected at E_{inj} to survive until energy E , the number of positrons in the bulge follows from Eq. 1 and 2:

$$N(E) = \frac{R_{\text{inj}}}{-dE/dt} e^{G(E)} \quad (mc^2 < E < E_{\text{inj}}). \quad (3)$$

We can then obtain the total rate of positrons undergoing in-flight annihilation

$$R_{IA} = \int_{mc^2}^{E_{\text{inj}}} Q_{IA}(E) dE = R_{\text{inj}} [1 - e^{G(mc^2)}] e^+ s^{-1}, \quad (4)$$

and deduce the rate of annihilation at rest, assuming it equals the rate of positrons reaching complete rest:

$$R_A = R_{\text{inj}} e^{G(mc^2)} e^+ s^{-1}. \quad (5)$$

B. Energy losses

The total energy lost by positrons during thermalization goes into various interactions – excitation or ionization, Bremsstrahlung, inverse Compton and synchrotron effects. As their importance varies with the positron's energy, it is mandatory to use refined energy loss rates. For the range of injection energies we are interested in (up to 200 MeV at most), we can limit ourselves to ionization and Bremsstrahlung.

We stress that the ionization degree $x_i = n_{H_{II}}/n_H$ in the region of propagation, where n_H is the hydrogen number density, is of prime importance for the estimate of Coulomb losses [38], since at a given energy they are several times weaker in a neutral medium than in a plasma.

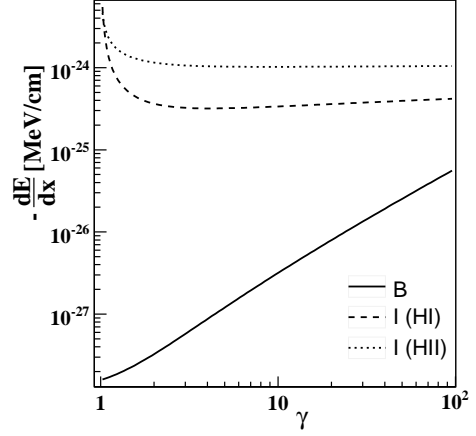


FIG. 1: Energy losses of positrons in a 51% ionized medium ($n_H = 0.1 \text{ cm}^{-3}$): energy loss rate per unit path length $\frac{dE}{dx}$ as a function of the positron's Lorentz factor γ . Losses through Coulomb collisions within an ionized medium (dotted) prevail on ionization of the neutral phase (dashed), but both greatly exceed Bremsstrahlung losses (plain).

Thus, the total loss rate sums up three terms:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE^B}{dt}(n_H) + \frac{dE^{I,HI}}{dt}(n_H, x_i) + \frac{dE^{I,HII}}{dt}(n_H, x_i), \quad (6)$$

where the energy lost by a positron due to ionization of neutral matter is taken from [39] while the loss rate for excitation of the ionized component follows [40]. The energy loss caused by Bremsstrahlung interactions is given by Eq. 4BN in [41]. The relative amplitude of each component is illustrated in Fig. 1, which shows energy losses $\frac{dE}{dx}$ per unit path length.

C. Radiation spectra

1. Positron radiation

The total radiation spectrum due to positrons is the sum of five components: the 511 keV line from e^+e^- annihilation at rest and from para-positronium decay into two gamma rays (i), the ortho-positronium spectrum from its 3γ decay (ii), the continuous spectrum from e^+e^- in-flight annihilation into 2γ (iii), the radiation spectra associated with Bremsstrahlung energy losses (iv) and with the internal Bremsstrahlung taking place in the annihilation process of the dark matter particle (v).

The flux from 2γ annihilation at rest $F^{2\gamma}$ is tuned via the injection rate R_{inj} to the value of $(1.07 \pm 0.03) 10^{-3} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ deduced from INTEGRAL obser-

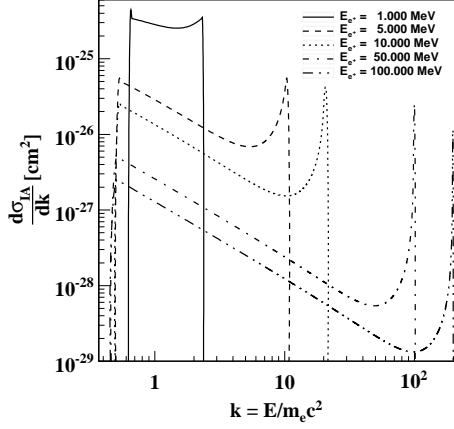


FIG. 2: Differential in-flight annihilation cross-section –given for instance by Aharonian and Atoyan [43, Eq. 5, misprint corrected]– as a function of the reduced photon energy, for various positron energies. Still energetic positrons annihilate with thermal electrons into two photons that share the total available energy, with a minimum energy of $m_e c^2/2$ by photon.

variations [4] :

$$F^{2\gamma} = 2 \frac{(1 - f_{Ps}) + f_{Ps}/4}{4\pi d_{GC}^2} R_A, \quad (7)$$

using the associated positronium fraction value $f_{Ps} = 0.967 \pm 0.022$ [4] and the relationship (5) between the initial positron injection rate and the rate R_A of positron annihilation at rest.

The 3γ ortho-positronium decay spectrum follows

$$\frac{dF^{3\gamma}}{dE_\gamma} = 3 \frac{f_{Ps}/4}{4\pi d_{GC}^2} R_A \frac{df_{3\gamma}}{dE_\gamma}(E_\gamma), \quad (8)$$

where the spectral distribution $\frac{df_{3\gamma}}{dE_\gamma}$ was derived by Ore & Powell [42] in 1949.

Convolving the differential in-flight annihilation cross-section (Fig. 2) with the positron distribution yields the in-flight annihilation component:

$$\frac{dF^{IA}}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi d_{GC}^2} \int_{E_{min}(E_\gamma)}^{E_{inj}} n_e \frac{d\sigma^{IA}}{dE_\gamma}(E_\gamma, E) v(E) N(E) dE. \quad (9)$$

The external Bremsstrahlung spectrum is derived in a similar way using Koch & Motz [41]’s cross-section 3BN. Dependence on the electron number density n_e cancels out as both the differential emissivity $n_e \frac{d\sigma}{dE_\gamma} v$ and the energy losses in the positron spectrum $N(E)$ (see Eq. 3) are directly proportional to n_e . Finally, the internal Bremsstrahlung spectrum depends only on the positron

injection rate:

$$\frac{dF^{IB}}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi d_{GC}^2} \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma^{IB}}{dE_\gamma} \quad (10)$$

where we use the differential cross-section first derived by Beacom et al. [31]. Another cross-section has been derived by Boehm & Uwer [32] since then, which appears to be larger.

2. Electron radiation.

In addition to the five positron radiation components comes the Bremsstrahlung spectrum from the mono-energetic electrons injected together with positrons during the dark matter annihilation process, whose equilibrium spectral distribution follows

$$N_{e-}(E) = \frac{R_{inj}}{-dE/dt} \quad (m c^2 < E < E_{inj}). \quad (11)$$

D. Discussion

Fig. 3 displays the various components of the radiation emitted by positrons and electrons from dark matter annihilation for a specific mono-energetic injection. While external Bremsstrahlung becomes the main component at very low energies, it is negligible compared to both in flight annihilation and internal Bremsstrahlung above 1 MeV, which we will show to be the most constraining energy domain. Fig. 4 shows the evolution of the total spectrum with increasing injection energies and the influence of the ionization fraction.

Using a multi-component model of the interstellar medium (molecular, cold, warm neutral, warm ionized, hot), Jean et al. [4] showed, through their analysis of the 511 keV line and the ortho-positronium spectrum, that $51^{+3}_{-2}\%$ of the rest annihilation takes place in the warm ionized phase of the ISM. We can assume that the mean degree of ionization of the medium where the thermalizing positrons propagate ranges between 0 and 51%. We consider both extreme cases; the latter one enables us to release constraints on the mass of the dark matter particle.

IV. CONFRONTATION TO OBSERVATIONS

In section III, we computed the total diffuse γ -ray flux caused by the production, interactions and annihilation of positrons and electrons coming from the annihilation of a LDM particle (hereafter the LDM flux). We now would like to use observations by INTEGRAL (ISGRI and SPI) and CGRO (COMPTEL and EGRET) to derive some constraints on the mass of this particle. The computed flux stands for the GB, in which we assume that positrons (and associated electrons) are produced and trapped.

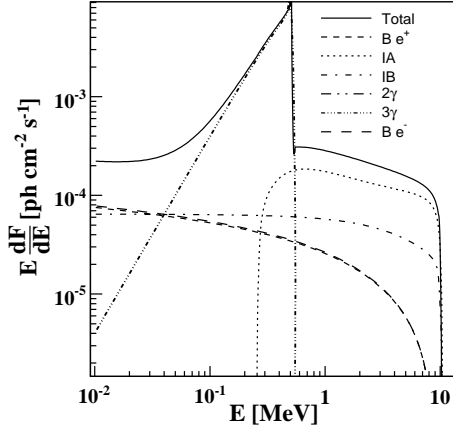


FIG. 3: Light dark matter ($E_{\text{inj}}=10$ MeV) radiation spectra: positron annihilation spectra (in-flight: IA; 2γ at rest; 3γ at rest), positron energy loss spectra (internal Bremsstrahlung: IB; Bremsstrahlung: $B e^+$), electron Bremsstrahlung spectrum ($B e^-$) and total spectrum (plain).

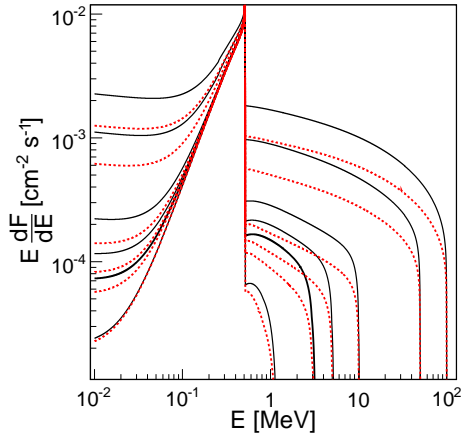


FIG. 4: Total dark matter radiation spectrum for increasing injection energies E_{inj} (1, 3, 5, 10, 50 and 100 MeV). In a partially ionized medium (red dotted curves), higher energy losses through ionization lead to lower external Bremsstrahlung fluxes than in a completely neutral medium (black solid curves).

Therefore, we would like to show, for each possible injection energy of the positrons :

- (i) whether the available data should and do display an excess in the bulge region with respect to the surrounding Galactic plane;
- (ii) whether the total predicted flux exceeds the observed one, taking other gamma-ray diffuse components into account. The latter include extra-

Galactic diffuse emission, diffuse emission from the interaction of Galactic cosmic rays (CRs) with the interstellar medium and a component due to — still — unresolved point sources.

A. Observational data

We consider the available measurements for diffuse emission in the 20 keV to 200 MeV energy range (data points in Fig. 5 and 7).

Analyzing the INTEGRAL/IBIS/ISGRI data, Krivonos et al. [44] computed the Galactic ridge X-ray spectrum in the 17 to 200 keV range using the imager IBIS as a collimated telescope. They derived the residual emission from the total field of view remaining after subtraction of the instrumental background and of resolved point sources. Considering the $\sim 19^\circ$ width of the 50% coded field of view, we will be able to compare the fluxes they derived to models of a 20° wide region around the Galactic center. Below ~ 60 keV, there remains a residual flux unexplained by resolved point sources. Whether this flux is due to truly diffuse emission or can be attributed to a population of unresolved sources, like Galactic pulsars, is still matter of debate. Above 60 keV, no residual flux is detected but 2σ upper limits on the possible unresolved emission have been set for three energy bands up to ~ 190 keV.

For the diffuse emission observed by the INTEGRAL/SPI spectrometer, we use the spectrum obtained by Strong et al. [45] in the 18 keV to 1.018 MeV energy range. Note that it has also been studied independently by Bouchet et al. [46] who derived similar conclusions. Strong et al. proceeded by fitting the instrument's data with a multi-component imaging model including point sources detected by the spectrometer and a set of ten maps with various diffuse morphologies. The sum of the ten diffuse components represents the map of the emission seen by SPI as diffuse. Strong et al. published ([45], Tab. B.4) the fluxes of this map integrated over a $20^\circ \times 20^\circ$ region at the Galactic center, shown in Fig. 5 and 7. The associated uncertainties do not include systematic effects. We will compare these fluxes to a model of emission in a region of the same size, as a more detailed morphology of the SPI emission inside this region is not available yet apart from the morphology studies of the para-positronium and 511 keV annihilation components. We notice a discrepancy between the SPI and ISGRI diffuse spectra. This gap could be explained by the imager's better ability to detect faint point sources, considered as diffuse by SPI. However, there might be a need for a more profound analysis.

For CGRO/COMPTEL, we will start from the intensity skymaps of diffuse emission produced by Strong et al. [47] in the 1-3, 3-10 and 10-30 MeV energy bands. These maps are available with a resolution of 1° . After subtracting a zero level deduced from high latitudes, we compute total fluxes in regions of variable sizes. Data points

in Fig. 5 and 7 correspond to a $20^\circ \times 20^\circ$ region, for mere compatibility with the ISGRI and SPI observations. Uncertainties on these maps are largely dominated by systematic effects; an estimation based on local fluctuations at high latitudes leads to uncertainties of at least 30% [47, 48]. Hence, for all sizes of our integration region, we consider the COMPTEL flux uncertainty to be 30%.

We also consider CGRO/EGRET γ -ray measurements [49] above 30 MeV; the fluxes of data points in Fig. 5 and 7 are obtained by subtracting the isotropic extra-Galactic component to longitude profiles and integrating them on our region of study; associated systematic uncertainties amount to ~ 15 to 20%.

B. LDM morphology hypothesis

Our model does not include spatial diffusion but simply assumes that positrons injected in the Galactic bulge remain confined to it; therefore, we have no detailed information on the morphology of the LDM emission. However, analysis of the SPI data showed that the 511 keV component is compatible with a 8° FWHM Gaussian spatial distribution [3] and that the ortho-positronium continuum component had a similar spatial distribution [50]. Thus, we can safely assume that the rest of the LDM emission, *e.g.* radiation emitted during the injection and thermalization phases, comes from the same region or a smaller one.

When considering a $20^\circ \times 20^\circ$ region, we do not need to make a strong assumption on the morphology of in-flight annihilation and we can use the total LDM flux computed in section III. Conversely, when considering a smaller region, we assume an LDM morphology following a Gaussian distribution with an 8° FWHM and we scale the total LDM flux by the appropriate fraction corresponding to the solid angle subtended by this region.

In a first step, we use the $20^\circ \times 20^\circ$ region which is the smallest one for which data for all four instruments are available. In a second step, we only use the COMPTEL data, which bring the most constraining information, and we consider circular regions of 5, 8 and 14.6° of diameter corresponding to regions covering respectively 24, 50 and 90% of the LDM flux. Such smaller regions include less diffuse background from cosmic-ray interaction and enable to enhance the signal to background ratio, leading to more stringent constraints.

C. Full model approach

The main problem when comparing LDM theoretical emission to the data is to estimate the other diffuse components, mainly the emission due to interactions of cosmic rays with the interstellar medium. In this paragraph, we adopt the approach consisting in reproducing the observations using a complete model.

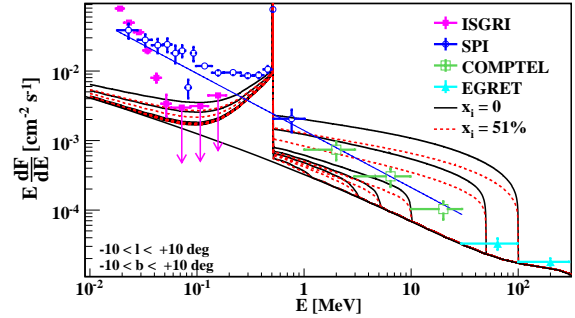


FIG. 5: Comparison between the total diffuse spectrum expected from a 20° wide region at the Galactic center and the diffuse fluxes measured by IBIS (Krivonos et al. 2006 [44]; magenta), SPI (Strong et al. 2005 [45]; blue), COMPTEL (Strong et al. 1999 [47]; green) and EGRET (Hunter et al. 1997 [49]; cyan). The model curves are the sum of the CR interactions component computed by Strong et al. [45] (lower black line), and the dark matter related component, computed in § III for injection energies $E_{\text{inj}} = 1, 3, 5, 10, 50$ and 100 MeV, in a neutral (black solid curves) or 51% ionized medium (red dashed curves).

We consider the GALPROP code developed by Strong et al. [45, 51] to model the cosmic-ray propagation and the associated γ -ray production. The total CR gamma-ray emission is composed of three main components: Bremsstrahlung scattering, the inverse Compton effect, and pion decays. The relative importance of these components varies with energy.

Fig. 5 shows, for a $20^\circ \times 20^\circ$ region, the spectra of the total diffuse emission expected. They sum up the radiation from CRs, obtained by integration of the GALPROP (version 600203a) skymaps, and the total LDM γ -ray flux, for various positron injection energies reflecting the LDM particle mass. For each injection energy, both the completely neutral propagation medium case and the 51% ionized medium case are illustrated.

The GALPROP model reliably reproduces the measured diffuse spectrum over a wide energy range, from tens of MeV to hundreds of GeV. In particular, it reproduces the EGRET measurements satisfactorily, mostly through the pion decay bump. On the contrary, at lower energies, this CR model fails to account by itself for all of the detected diffuse emission. Assuming that this model still correctly predicts the diffuse emission due to cosmic-ray interactions below 30 MeV, this leaves room for diffuse emission from a different origin or for unresolved point sources. In this section, we tentatively adopt the hypothesis that all of the discrepancy in the bulge between the data and the GALPROP model is due to the sole LDM emission.

Then, Fig. 5 permits us to derive for each instrument constraints on the maximum mass of the LDM particle. With a 95% confidence level, in the more stringent case of a neutral medium, we exclude LDM particles with masses greater than $\sim 70 \text{ MeV}/c^2$ using the ISGRI up-

per limits, 200 MeV/c² using the SPI flux above the 511 keV line, 25 MeV/c² using the 10-30 MeV COMPTEL flux. For EGRET, the cosmic-ray interaction models suffice to explain the measurements; no additional diffuse component such as in-flight annihilation or internal Bremsstrahlung is required, which sets the maximum LDM particle mass to the lower energy boundary of the instrument of 30 MeV.

But the hypothesis adopted that all of the discrepancy between the data and the GALPROP model in the Galactic bulge is due to the sole LDM emission suffers from the fact that the same discrepancy can also be noticed in the Galactic disk, as depicted in Fig. 6. The longitude profile of the COMPTEL flux in the 3-10 MeV band is rather flat, shows no excess in the bulge region that could be identified as a signature of LDM radiation. In order to fill the gap between the data and the GALPROP model in the bulge with LDM radiation, we would need to simultaneously explain the outer disk deficit, by adding another model component from a totally different origin which would be present only outside the Galactic bulge region. Such an hypothesis seems unrealistic.

Additional tuning of the GALPROP model permits to enhance the predicted CR flux in the COMPTEL energy range, notably by using a less conventional model with a rapid upturn in the CR electron spectrum [52, 53]. However, this idea causes energetic problems and has no natural motivation : while the origin of the discrepancy with the data is still debated, a population of unresolved sources is more likely [53]. Moreover, such a model would explain the COMPTEL observations over the whole longitude range. Thus, we should derive our constraints simply through the absence of any excess in the bulge with respect to the disk in the COMPTEL data.

D. Empirical approach

In this paragraph, we drop the idea of using a full model approach which, as discussed previously, has the drawback of leaving completely out of consideration the fact that, outside the energy range of the positronium [50] and the 511 keV line [3], no continuum excess has been detected in the bulge with respect to the surrounding Galactic plane.

Therefore, taking note of the more disc-like than bulge-like morphology suggested by COMPTEL skymaps and profiles above 1 MeV, we assume that most of the emission detected by both COMPTEL and SPI have their origin in either unresolved faint point sources or diffuse mechanisms other than those related to LDM particles. Assuming a relative uniformity of this γ -ray background along the Galactic plane, we derive the mean COMPTEL intensity in a wide region ($|l| < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) and use it as an estimate of background for smaller regions. An additional signal caused by LDM particles is then searched as an excess over this background which should remain within data uncertainties. This approach, also used by

Beacom and Yüksel [33], is illustrated in the right panel of Fig. 6.

Fig. 7 displays total diffuse radiation spectra. The LDM radiation spectra, for various positron injection energies, have been added to a powerlaw spectrum based on the data itself, at variance with Fig. 5 where the GALPROP cosmic-ray induced spectrum was used as a baseline. We took the powerlaw derived for the complete SPI unresolved spectrum by Strong et al. [45],

$$\frac{dF}{dE} = (1.39 \pm 0.27) 10^{-3} \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^{-1.82 \pm 0.08} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}, \quad (12)$$

which is remarkably compatible with the COMPTEL data points. This figure still covers a $20^\circ \times 20^\circ$ region to display the ISGRI and SPI data points. However, in order to derive constraints, different sizes of the integration region will be taken into account.

For this purpose, we consider the 1-3, 3-10 and 10-30 MeV COMPTEL energy bands, which are the most constraining. Fig. 8 illustrates the constraints on the LDM particle mass obtained when using an 8° diameter region. It displays, as a function of the positron injection energy and for each energy band, the sum of the total COMPTEL flux and of the LDM radiation flux, scaled by a factor 50% corresponding to the fraction of the total LDM radiation coming from this region under our assumption that LDM radiation follows a spatial distribution identical to that of the observed 511 keV line, *i.e.* an 8° FWHM Gaussian. The 1σ and 2σ upper values on the COMPTEL fluxes are also shown. By excluding injection energies yielding a total COMPTEL + LDM flux exceeding the 2σ COMPTEL upper values, we derive the maximum mass of the LDM particle at a 95% confidence level. The results are given in Tab. I, together with constraints obtained by considering smaller or larger regions, for both the case of a completely neutral propagation medium and a medium with an ionization fraction of 51%.

In the case of a neutral medium, we set a maximum of ~ 4 MeV on the positron injection energy with the integration region covering the FWHM of the emission. When taking a 5° diameter, corresponding to 25% of the LDM flux, we maximize the signal to background ratio and obtain results similar to those of Beacom and Yüksel [33] : a maximum mass of ~ 3 MeV/c² for the light dark matter particle. The precise limit depends on the not so well known uncertainties on the COMPTEL measurements.

The value of the fraction of ionized phase in the medium the positrons propagate through has a small but not negligible influence on our LDM particle mass constraints. By assuming an ionization fraction of 51%, those constraints can be released by a factor of approximately two (details in Tab. I).

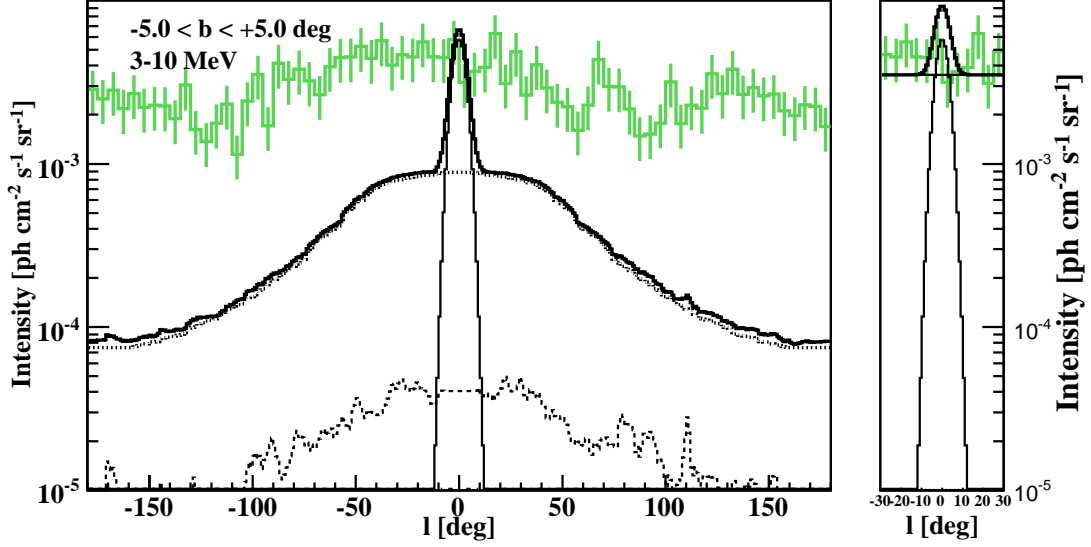


FIG. 6: Longitude profile of the 3-10 MeV diffuse flux measured by COMPTEL in a latitude band of $\pm 5^\circ$ (histogram). Left : the data is compared to a global model —thick line— including the GALPROP model of diffuse emission from cosmic-ray interactions, composed of a dominating inverse Compton component —dotted line— and a smaller Bremsstrahlung component —dashed line—, to which we added the model of LDM emission —thin solid line—, computed here for an injection energy E_{inj} of 10 MeV and assumed to have a Gaussian morphology with 8° FWHM. As the discrepancy between the COMPTEL data and the GALPROP model concerns high longitudes as well as the Galactic center, trying to explain all of the Galactic bulge gap through the LDM emission is not reasonable because the outer-bulge disparity would remain unexplained. Right : thus, in §IV D we dismiss the idea of modeling the observations completely; we acknowledge the relatively flat profile of the COMPTEL data in the inner disk region and use the mean intensity as a baseline, requiring that an eventual excess caused in the Galactic bulge by LDM radiation remains within data uncertainties.

Size [$^\circ$]	x_i [%]	Energy band		
		1-3 MeV	3-10 MeV	10-30 MeV
\varnothing 5	0	3	5.5	12
	51	7	6.5	13
\varnothing 8	0	4	6	12
	51	9	7.5	13.5
\varnothing 14.6	0	10	8	14.5
	51	23	12	17
20 \times 20	0	28	16	18.5
	51	60	27	23

TABLE I: Constraints from COMPTEL data on the maximum positron injection energy E_{inj} [MeV]. The table gives the 2σ (95% confidence) maximum energies deduced from the 1-3, 3-10 and 10-30 MeV COMPTEL measurements respectively, for four different integration regions (5, 8 and 14.6 $^\circ$ diameter, 20 $^\circ$ width), including 24%, 50%, 90% or 99% of the LDM emission respectively —under the assumption that positron in-flight annihilation has a morphology similar to that of annihilation at rest.

V. CONCLUSIONS

Combining all the radiation components related to LDM particles —mostly in-flight annihilation and internal Bremsstrahlung— we were able to set an upper bound of 3 to 7.5 MeV on the mass of these particles, based mostly on COMPTEL data.

A previous study by Beacom and Yüksel [33] had concluded on a 3 MeV/ c^2 upper mass. All in all, this work shows essential agreement with their result; no inconsistencies were found when making similar assumptions. More conservative morphology choices lead to slightly larger values but the effect of the ionization fraction of the ISM is more noticeable. Arguably, there seems to be a tension between the lower limit established through the constraint of supernovae explosions [17] and the upper limit based on in flight annihilation ([33] and this work), but a definite exclusion of the LDM hypothesis is premature, since the discussion on the uncertainties on the measurements in the COMPTEL energy band, which are of crucial importance, is rather qualitative. To advance in this context, a refined reassessment of both statistical and systematic uncertainties on fluxes in COMPTEL maps would certainly prove to be useful. Before defi-

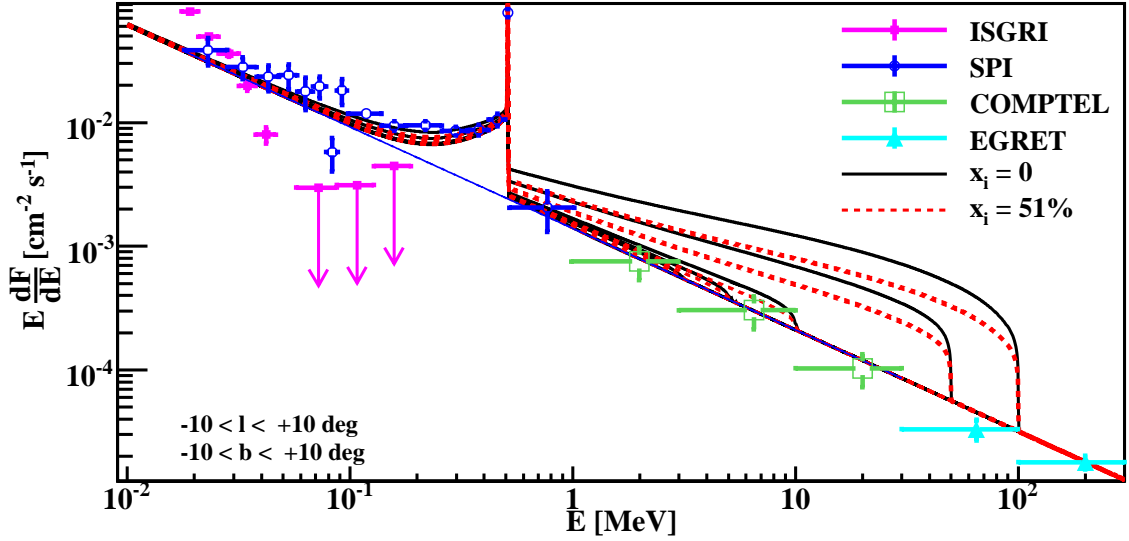


FIG. 7: Comparison between the total diffuse spectrum expected from a 20° wide region at the Galactic center and the diffuse fluxes measured by IBIS (magenta), SPI (blue) and COMPTEL (green). Instead of taking the predictions from cosmic-ray interaction codes as a base level for our LDM model like in Fig. 5, we now use a powerlaw (blue straight line) γ -ray background—already displayed in Fig. 5—compatible with both SPI and COMPTEL data.

nately excluding a light dark matter particle of mass less than about $10 \text{ MeV}/c^2$, further observations of the Galactic bulge region with INTEGRAL/SPI are mandatory to get additional morphological information and refined uncertainties on diffuse emission in the 511 keV to 1 MeV energy domain.

We stressed the influence of the ionization degree of the interstellar medium on the amplitude of the in-flight radiation spectrum : taking into account the ionization fraction of the propagation region could allow values of the mass of the LDM particle larger by up to a factor two. However, additional modeling work is required to ascertain in which phases positrons propagate during their thermalization phase.

The present conclusions were derived under the demanding assumption that light dark matter annihilation alone accounts for all of the 511 keV line. A multi-source scenario would enable us to reduce the amplitude of the LDM γ -ray continuum and to release once again the limit on the LDM particle mass.

This work focuses on the LDM hypothesis; however, by leaving the internal Bremsstrahlung component aside, the model presented can be applied to the more general case of γ -ray radiation from any mono-energetic source of positrons.

Prospects In order to further restrict the LDM particle mass range with the INTEGRAL satellite, a refined appraisal of the contribution of faint point sources in the 50-511 keV energy range is required. In this perspective, the new census of sources found by the imager above

100 keV [54] will be paramount to fine-tune ISGRI upper limits on diffuse emission. Because the spectrometer does not have the capacity to resolve as many faint sources, an increased recognition of ISGRI detections in the analysis of SPI data might prove necessary.

Beyond flux considerations, whose precision is hindered by our uncertain knowledge of the radiation from cosmic-ray interactions and unresolved sources, morphology studies will be a key point to find out whether the 511 keV to 8 MeV energy range presents a faint excess in the GB.

In order to take all aspects of LDM into account, the present model could be extended to include spatial diffusion of positrons and electrons during thermalization and model the differences in the morphologies of the LDM emission at various energies. Furthermore, studying the influence of the in-flight annihilation and internal Bremsstrahlung components on the positronium fraction [4] derived from SPI data would be interesting.

Acknowledgments

The authors thank A. W. Strong for making available COMPTEL and SPI results as well as the GALPROP model. We are also grateful to P. Fayet, F. A. Aharonian, B. Cordier, F. Lebrun, J. Paul and P. Jean for discussions on in-flight annihilation, energy losses and observational data uncertainties, and to the referee for his very careful reading and appropriate suggestions.

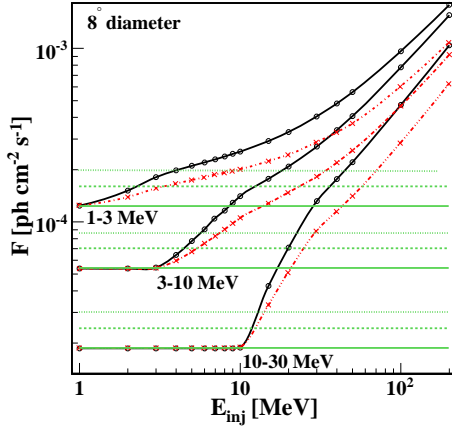


FIG. 8: Total integrated flux in the 1-3, 3-10 and 10-30 MeV COMPTEL energy bands for an 8° diameter region around the Galactic center. Horizontal lines show the flux —solid lines— derived from the mean COMPTEL intensity in a wider fraction of the disk ($|l| < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) and its 1σ —dashed— and 2σ —dotted— upper values. The sum of the COMPTEL flux and of the LDM flux is shown as a function of the positron injection energy E_{inj} , for a completely neutral propagation medium —circled solid lines— and for 51% ionized medium —crossed dot-dashed lines. It should be noticed that combining the three COMPTEL energy bands instead of considering them independently would bring a sensitivity improvement and lead to more severe exclusions; for instance, injection at $E_{inj}=10$ MeV is excluded by the 1-3 and 3-10 MeV energy bands at 3.6σ and 5.6σ respectively ($x_i = 0$), while the combination of both bands leads to a 6.9σ exclusion.

-
- [1] P. A. Milne (2006), astro-ph/0603006.
 - [2] G. Vedrenne et al., A&A **411**, L63 (2003).
 - [3] J. Knödseder et al., A&A **441**, 513 (2005).
 - [4] P. Jean et al., A&A **445**, 579 (2006).
 - [5] E. Churazov et al., MNRAS **357**, 1377 (2005), astro-ph/0411351.
 - [6] M. Cassé et al., ApJ **602**, L17 (2004), astro-ph/0309824.
 - [7] S. Schanne et al., Adv. Space Res. pp. 2307–+ (2005), astro-ph/0411454.
 - [8] S. Schanne et al., in *ESA SP-552* (2004), pp. 73–+.
 - [9] N. Prantzos, A&A **449**, 869 (2006), astro-ph/0511190.
 - [10] W. Wang, Z. J. Jiang, and K. S. Cheng, MNRAS **358**, 263 (2005).
 - [11] E. Parizot et al., A&A **432**, 889 (2005).
 - [12] G. Bertone, A. Kusenko, et al., Phys. Lett. B **636**, 20 (2006).
 - [13] S. E. Woosley and A. Heger, ApJ **637**, 914 (2006).
 - [14] A. S. Fruchter, A. J. Levan, et al., Nature (London) **441**, 463 (2006), astro-ph/0603537.
 - [15] K. Z. Stanek, O. Y. Gnedin, J. F. Beacom, et al. (2006), astro-ph/0604113.
 - [16] C. Boehm, D. Hooper, J. Silk, M. Casse, and J. Paul, Phys. Rev. Lett. **92**, 101301 (2004).
 - [17] P. Fayet, D. Hooper, and G. Sigl, Phys. Rev. Lett. **96**, 211302 (2006).
 - [18] M. Cassé and P. Fayet, in *EAS Pub. Series* (2006), pp. 201–208.
 - [19] Y. Rasera, R. Teyssier, et al., Phys. Rev. D **73**, 103518 (2006).
 - [20] S. Kasuya and F. Takahashi, Phys. Rev. D **72**, 085015 (2005).
 - [21] C. Picciotto and M. Pospelov, Phys. Lett. B **605**, 15 (2005).
 - [22] D. Hooper and L.-T. Wang, Phys. Rev. D **70**, 063506 (2004).
 - [23] P. H. Frampton and T. W. Kephart, Mod. Phys. Lett. A **20**, 1573 (2005), hep-ph/0503267.
 - [24] D. H. Oaknin and A. R. Zhitnitsky, Phys. Rev. Lett. **94**, 101301 (2005).
 - [25] F. Ferrer and T. Vachaspati, Phys. Rev. Lett. **95**, 261302 (2005), astro-ph/0505063.
 - [26] G. Chapline (2005), astro-ph/0503200.
 - [27] M. Kawasaki and T. Yanagida, Phys. Lett. B **624**, 162 (2005), hep-ph/0505167.
 - [28] C. Boehm and Y. Ascasibar, Phys. Rev. D **70**, 115013 (2004).

- [29] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, *Astrophys. J.* **490**, 493 (1997), astro-ph/9611107.
- [30] B. Moore et al., *MNRAS* **310**, 1147 (1999), astro-ph/9903164.
- [31] J. F. Beacom, N. F. Bell, and G. Bertone, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 171301 (2005).
- [32] C. Boehm and P. Uwer (2006), hep-ph/0606058.
- [33] J. F. Beacom and H. Yüksel, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 071102 (2006), astro-ph/0512411.
- [34] P. D. Serpico and G. G. Raffelt, *Phys. Rev. D* **70**, 043526 (2004), astro-ph/0403417.
- [35] K. Ahn and E. Komatsu, *Phys. Rev. D* **71**, 021303(R) (2005).
- [36] R. J. Murphy et al., *ApJ* **161**, 495 (2005).
- [37] J. G. Skibo et al., *A&AS* **120**, C403+ (1996).
- [38] A. Soutoul and P. Ferrando, in *AIP Conf. Proc.* **183** (1989), pp. 400–+.
- [39] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics* (Cambridge, 1992), 2nd ed.
- [40] F. A. Aharonian and A. M. Atoyan, *Soviet Astr. Lett.* **7**, 395 (1981).
- [41] H. W. Koch and J. W. Motz, *Rev. of Modern Phys.* **31**, 920 (1959).
- [42] A. Ore and J. L. Powell, *Phys. Rev.* **75**, 1696 (1949).
- [43] F. A. Aharonian and A. M. Atoyan, *Phys. Lett. B* **99**, 301 (1981).
- [44] R. Krivonos et al. (2006), astro-ph/0605420.
- [45] A. W. Strong, R. Diehl, H. Halloin, et al., *A&A* **444**, 495 (2005), astro-ph/0509290.
- [46] L. Bouchet, J. P. Roques, P. Mandrou, et al., *ApJ* **635**, 1103 (2005).
- [47] A. W. Strong et al., *ApLC* **39**, 209 (1999).
- [48] A. W. Strong, priv. comm.
- [49] S. D. Hunter et al., *ApJ* **481**, 205 (1997).
- [50] G. Weidenspointner et al., *A&A* **450**, 1013 (2006).
- [51] A. W. Strong et al., *ApJ* **613**, 962 (2004).
- [52] I. V. Moskalenko and A. W. Strong, *ApLC* **38**, 445 (1999), astro-ph/9811221.
- [53] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer, *ApJ* **537**, 763 (2000), astro-ph/9811296.
- [54] A. Bazzano, J. B. Stephen, M. Fiocchi, et al., *ApJ* (2006), astro-ph/0608164.

Background model studies for INTEGRAL/SPI

P. Sizun¹, D. Maurin¹, F. Tola², M. Gros¹, S. Schanne¹, and B. Cordier¹

¹ Service d'Astrophysique, CEA/SAp, Orme des merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

² Laboratoire Modélisation, Mesure et Analyse, CEA/L2MA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

To be submitted.

ABSTRACT

Aims. Background estimation is a key issue for the data analysis of the INTEGRAL/SPI spectrometer, especially when studying extended emission. In this paper, our methodology to process the data and study the background is explained.

Methods. Whereas most of the published studies use a simple linear model, a more complete and thorough analysis is exposed, using machine-learning methods (neural networks and bayesian regression network). Three kinds of background periods are distinguished: quiet periods, solar flares and radiation belts. Our original intent was to find background models able to i) improve current models applied to quiet periods and ii) to redeem data pertaining to active periods.

Results. Regarding the first point, sophisticated models perform as well as or slightly better than linear ones—less tracers are required—but with the drawback of being more computationally demanding. Regarding the second point, despite some occasional improvement compared to the linear model, the level of accuracy reached is unfortunately not sufficient to achieve the scientific aim of extracting signal from high activity periods. Although the results are less promising than expected, we believe it is worth reporting on the methods used, putting some emphasis on traps and pitfalls encountered, as the problematic dealt with is recurrent in X- and γ -ray analyses.

Key words. Methods: data analysis – Gamma rays: observations – Galaxy: center

Introduction

Since the launch of the INTEGRAL satellite in the fall 2002, the SPI spectrometer (Roques et al. 2003) has been observing the γ -ray sky in the 20-8000 keV energy range. Largely devoted to “astronomy with radioactivities” (Diehl 2005), the spectrometer has already lead to several new results on this topic: they concern the e^+e^- annihilation line at 511 keV (Churazov et al. 2005; Knödseder et al. 2005a), the ^{26}Al line at 1809 keV (Diehl et al. 2006) and the two ^{60}Fe lines at 1173 keV and 1333 keV (Harris et al. 2005). Of special importance is the e^+e^- line (Milne 2004), whose origin remains a mystery, and which triggered a vivid interest in the particle physics community along with a possible explanation in terms of new physics (Boehm et al. 2004; see also Rasera et al. 2006).

A major issue when studying such γ -ray lines in SPI or in other γ -ray experiments, is to obtain a very good estimate of the fraction of the counts detected in the instrument detectors which are due to instrumental background (caused by cosmic rays, solar particles and deactivation of the instrument itself). Indeed, this fraction can be as large as 99% and a very high precision is thus needed to extract the astrophysical signal from the measurements without biases. Whereas successful attempts are made to reproduce the main features of this

background on the whole energy range (Weidenspointner et al. 2004), such Monte Carlo methods are not accurate enough to predict from basic principles the time evolution of the background in a line. The latter is thus determined empirically, using mostly other counters onboard the satellite, or other regions of the energy spectrum, and with the help of empty field observations. In this respect, the problem to solve, whose simplest formulation takes the form of a multilinear regression, is close to many problems found in areas as diverse as sociological studies, econometrics, etc. The literature and developments of methods in these fields have benefitted from strong interactions with statisticians: the so-called machine learning era is quickly evolving and expanding, boosted by the increase of computational power these last twenty years. However, this field is generally not well known from the astrophysics community despite recent efforts illustrated by the biannual PHYSTAR conference gathering particle physicists, astrophysicists, cosmologists and statisticians (see, e.g., Lyons et al. 2003). In this paper, only a small number of methods, among the profusion of existing ones, is used. A first part presents the pre-processing of data, whereas the second part reports on attempts to use two sophisticated methods—compared with the standard multilinear regression—for the very problem of background modelling in the SPI instrument.

2

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

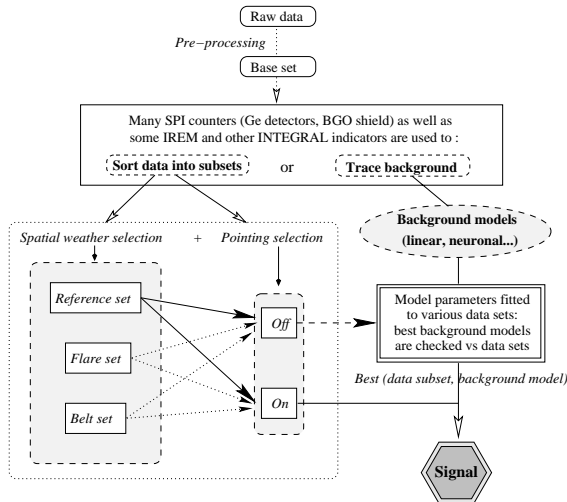


Fig. 1. Schematic view of the methodology and of the analysis carried in this paper to study the background. The three main steps are i) data preparation and selection applied to data (§1.1); ii) data subsets construction (§1.2) and iii) background modelling (§2). The various data subsets generated and used for the analysis are gathered in Tab. 3. See text for a description of the plan of the paper based on this figure.

Outline

Figure 1 provides a pictorial view of the organisation of the paper. Its first half (§1) presents the steps needed to construct useable data subsets starting from raw data: it begins with a pre-processing of raw data (§1.1), followed by additional cuts applied to get rid of *bad* quality data. The resulting data set (hereafter denoted as *base set*) is then sorted into several disjoint subsets (§1.2), according to specified background level criteria. Indeed, previously published analyses usually discard the data obtained during solar flare periods (transient events) and during radiation belts crossings (periodic events). As these active periods can represent a large fraction of an observation (see, e.g., Maurin & et al. (2004)), one of our goals was to find out whether part of the data usually thrown away could actually be used and whether some indicators could allow an automatic selection of this usable part. Whence this sorting of the *base set* into sub-classes and a minute analysis of each class's characteristics.

The second half of the paper (§2) is devoted to background modelling. The general method is presented in (§2.2) and the tracers used are listed in (§2.1). Three different approaches are explored: the simplest background model which can be used is the linear model (§2.3), which uses linear combination of tracers to predict the background. We test this method on various tracers and data sets. This analysis is then repeated for two more sophisticated models: a neural network (§2.4) and a bayesian regression network (§2.5) and results of all three methods are compared.

1. Construction of data sets

This section gives a detailed description of the data used in our analysis. Among all counting rates measured onboard INTEGRAL and especially onboard SPI (Vedrenne et al. 2003), we present those interesting for data selection. A few of them will be re-used later on as tracers for background modelling, but here they are mainly used for raw data processing and sorting according to the spatial weather (radiation belts crossings, solar flares, quiet periods). The second step is achieved through the study of the behavior of the counting rates. Table 1 summarizes the various steps needed to go from the raw data to the final selected data sets to be used in the background analysis of §2. All public data available on June 17, 2005, starting from revolution 40, are used in this analysis. The total good time of *good quality* pointings in our set yields 23 Ms before cuts are applied.

1.1. Processing of raw data

To construct our data set, we use the information coming from various satellite sub-systems (Tab. 2). It includes counting rates from the camera's Ge detectors themselves in specific background lines (after calibration in energy), but also particle rates measured by the radiation environment monitor (IREM, see Hajdas et al. 2003) and house-keeping information on the spectrometer: the plastic scintillator (PSAC) counting rate, the rate of events vetoed by the anti-coincidence shield (ACS), global rates in the camera or the temperature in the cryostat.

1.1.1. Pre-processing

The raw data contains measurements averaged and sent to Earth at different rates for each of these sub-systems (see Table 1: the ACS data as well as the Ge data (except photons for spectra) are expressed in counts per second and sent every second; IREM rates (low energy protons, electrons and ions) are in counts per 60 seconds and PSAC in counts per eight seconds, both sent each minute. The arrival time of each photon registered in the 19 Ge detectors is also available.

For a scientific analysis, all rates must be cast into the same time base. The most obvious grouping unit is the science window (scw). It corresponds to an observation of about 30 min with a stable attitude of the satellite. Background variations and modulation of the signal by the coded mask prevent from grouping the data on larger time scales. Conversely, because of statistical limitations in the energy band of interest, a smaller unit is scarcely affordable. Raw data are thus processed to match the science window duration. Statistical errors are evaluated from the total counts and effective time in a pointing. Note that ACS and Ge-related data are corrected from dead-time and expressed in “corrected” counts per second (cpscorr).

Beyond this stage, it is up to the user to select any lines in the spectrum. It is also possible to create a composite detector by adding the photons measured in a selection of detectors (instead of using the information coming from each of the 19 Ge separately). The camera can be considered as a single detector which receives the sum of all individual countings. Unless

	Attitude	IREM (p, e-, ions)	Cold plate T (4 capters)	PSAC	ACS events (sat./non-sat.) [†]	Ge camera events (sat./non-sat./non-vetoed) [‡]
Raw Data (§1.1)	-	counts/min	-	counts/8s	counts/s	counts/s
sent every	8 s	60 s	640 s	60 s	s	s
Data cuts (§1.1.3)	no	no	yes	yes	yes	no
	-	-	(annealing)	(abnormally low)	(anomaly rev. 136)	-
Subsets (§1.2)	yes	yes	no	no	yes	yes
	(On/Off) [◇]	(belts, flares)	-	-	(radiation belts)	(D, ¹² C, ¹⁶ O lines for flares)*

[†] A saturated event occurs when the energy deposited is greater than a few MeV.

[‡] A non-vetoed event is a non-saturated event non-vetoed by the ACS.

[◇] Attitude is used to divide each set into two subsets: *on* (signal) and *off* (signal-free). Cf. §2.

* Lines are integrated on bands around 2.2 MeV, 4.4 MeV and 6.1 MeV (see Tab. 2).

Table 1. Raw data used to construct data sets (see also Tab. 2). The original frequency and unit are given for each raw signal, along with its usefulness for the various processing steps. Apart from the attitude (common to all systems onboard the satellite) and from the dedicated IREM instrument, all indicators come from the spectrometer itself: PSAC is the plastic scintillator located under the SPI coded mask, the ACS consists of the shield elements located all around the camera. The 19 Ge detectors, whose temperature is monitored by 4 cold plates, send both total counts per detector (Afee, AfeeSat, AfeeNVeto) and photon by photon events.

stated otherwise, this summing will be used throughout the paper. It allows us a higher statistics and the redistribution of the total background between detectors, necessary for imaging, can be performed as a separate step.

After his pre-processing, carried out with the *ASPI* software package (Analysis for SPI), we dispose of a ready-to-use, very compact database, thanks to the summing of values inside every pointing and to the use of trees in ROOT file format.

1.1.2. Quality checks

No data were rejected in the pre-processing step. However, bad quality data must be discarded. Some flags were attributed during the previous step to tag the presence of missing or abnormal values in the sub-systems. Over the whole list of pointings, about 20% of the data – hereafter *bad quality* pointings – are discarded. This corresponds to pointings for which either no photons were recorded in the camera, or some sub-systems count rates were incompletely recorded; most of the time, it occurs during annealing periods where data acquisition is switched off. This *zeroth-level* rejection ensures any tracer which will be required in the background modelling is present in the selection.

1.1.3. Additional cuts

Once the pointing by pointing *good quality* data have been prepared, the next step is to get rid of the data that are recognized either to behave abnormally or to be out of range of some SPI specifications. For example, this is the case for the cryostat temperature T_0 . High temperatures correspond to annealing periods (Leleux et al. 2003; Roques et al. 2003) needed to restore the detectors' performances. Given the temperature drift profile, most of the data fall in the region $T_0 < 86$ K (see Fig. 2). Hence, we cut all the pointings above this temperature (less than 2% of the data, corresponding to the beginning and end of annealings, before and after the switch-off of the camera). A finer criterion could be used, but this is not a crucial point of the analysis.

Anomalous behaviors are sought in all count rates. The beginning of revolution 136 shows an unexpected feature (sharp break) of the Ge count rates (not correlated to the ACS one as it should) appearing at the end of an annealing. Besides,

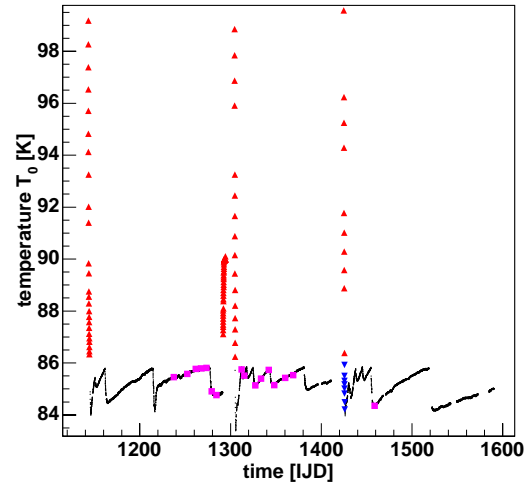


Fig. 2. Time evolution of the cryostat temperature T_0 . Red triangles up: temperature above 86 K (start or end of annealing periods). Blue triangles down: revolution 136. Magenta full squares: data discarded because of anomalous ACS low count rates. Black dots: remaining data after cuts.

the PSAC count rate sometimes reaches unexplained low values: pointings below 600 counts/s were discarded. No other anomaly was found.

To end up with, notice that the PSAC electronic saturates at about 4100 counts/s. A few tens of events during extreme solar flares reach this value. Would the PSAC be used for background monitoring purpose, this part of the data must be cut.

Type	Name	Description
House-keeping	Afee	rate of non-saturating Ge events
	AfeeSat	rate of saturating Ge events
	AfeeNVeto	rate of non-sat. non-vetoed Ge events
	Veto (or ACS)	Anti-Coincidence Shield (ACS) rate
	VetoSat	ACS saturated rate
	PSAC	plastic scintillator counting rate
Ge detectors	T_0	temperature T_0 (K) of Ge detectors
	$n + p \rightarrow D$	2218-2228 keV line
	^{12}C	4375-4525 keV line
	^{16}O	6124-6140 keV line
IREM	p 11-30	S34: mainly 11-30 MeV protons
	p 20-550	S12: mainly 20-550 MeV protons
	$e^- > 0.5$	TC3: mainly electrons > 0.5 MeV

Table 2. Indicators used for selecting and sorting data consist of house-keeping information from elements constituent of the SPI telescope (PSAC, ACS, Ge detectors and cryostat), of lines from spectra measured by the Ge detectors and of particule count rates measured by the IREM detectors.

1.2. Subsets selection

This section discusses in details the selection criteria used to generate subsets of data, illustrated by the last row in Tab. 1. The starting point of this selection is the data set (hereafter *base set*) obtained after all the cuts described above.

We first explain our motivations to build subsets (§1.2.1) and devise a methodology to perform this selection (§1.2.2). Then, we list (§1.2.3) the best quantities to trace the spatial weather before checking (§1.2.4) the purity of the final subsets and summarizing. Table 3 gathers the definitions of all data sets while the terminology of the quantities used in this section is reminded in Tab 2.

1.2.1. Justification

It is well known that background variability is related to the spatial weather (see also results of § 2). Under *extreme* background conditions (see below for a clearer definition), background models sometimes fail to give a correct answer: in these circumstances, the data are usually discarded. It is not obvious whether all data or some optimized subset – maximizing the goodness of the model – should be used. A clear answer to what is an *optimal* data set requires a sound statistical formulation. However, be this formulation explicated, remains the fact that, for practical reasons, it is not possible to check all possible data subsets. As a trade-off, three subsets are built in a manner to give the more significant differences confronted with the background behavior.

Apart from quiet periods (which holds most of the time), two specific types of periods can be isolated (further details are given in § 1.2.3):

Crossings of the radiation belts: at each revolution, INTEGRAL crosses the radiation belts. Instruments onboard are switched off during this passage, whose duration is estimated thanks to the IREM count rates. However, at

the beginning and the end of each revolution, some residual enhancement of the radiation activity remains in the data recorded. It mostly corresponds to low energy particles (tens or hundreds of MeV), especially electrons.

Solar activity: from time to time, some solar flares occur. For example, during the strongest of these flares (November 2004), the instruments onboard INTEGRAL were shut down because of the saturation of the detectors, to prevent any damage in the electronics. However, during most flares or periods of intense activity, SPI takes data. These flares show two features: i) first an increase of low energy particles (solar cosmic rays) and ii) a few hours later, a so-called forrush decrease appears caused by the shielding of Galactic cosmic rays (GeV protons) by the plasma of the flare (low count rates measured onboard). The stronger the flare is, the stronger the forrush decrease is. These extreme values are not often encountered in standard behavior and are difficult to reproduce with background models (§ 2). Note that different flares exhibit different behaviors and a great variability of the relative magnitude and of the spectra of electrons or protons.

In other studies, these two kinds of events are always discarded. We recall that part of the motivation for including these periods in a background model originated from a series of observation in the Vela region that were largely spoiled by flares (Maurin & et al. 2004).

1.2.2. Methodology

While sorting of the data could be partly handled manually using the log of the mission, we seeked for automatic tools i) so that our results could be easily reproduced and ii) to provide a quick analysis that can be easily implemented adding forthcoming data. Indeed, there is already so much data that it is very difficult (not to say unfeasible) to look at all pointings in details. Our selection criteria will obviously not lead to pure samples (in the sense of pure flare events or pure solar radiation belts events) but the generality of the method and the fact that the generated samples show good purity (checked afterwards, see below) give us confidence in the approach.

The selections are made on the quantities given in the last row of Tab. 1. The most efficient way to sort data proves to be selection on i) count rate values and ii) boxcar average values of the same count rates (see Tab. 3 for definition). The latter is appropriate because the combination of large long-term variability (*e.g.* Galactic cosmic ray modulation or solar cycle) plus short-term features (solar flares, radiation belt crossing) prevents us from sorting only on absolute values. For example, for an indicator whose mean rate increases all along the mission, a local peak can be below the rate at a later time. Notice that we also tried to apply cuts on the derivative of count rates (a rapid change in the count rates is a priori a good indicator of an unusual event), but the results were inconclusive.

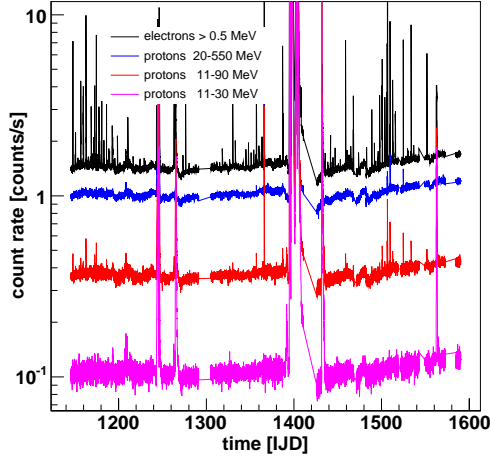


Fig. 3. Sample of IREM counters (electrons and protons in three different energy bands). See text for comments.

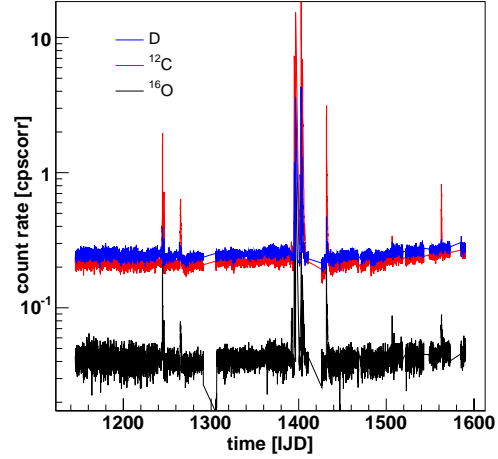


Fig. 4. Temporal evolution of the *Ge* count rate in 3 energy bands for $n + p \rightarrow D$ ($E = 2.213$ MeV, $\Delta E = 10$ MeV), $^{12}\text{C}^*$ ($E = 4.450$ MeV, $\Delta E = 150$ MeV) and $^{16}\text{O}^*$ ($E = 6.130$ MeV, $\Delta E = 20$ MeV) lines.

1.2.3. Best tracers for subset selection

The IREM (Integral Radiation Environment Monitor) is *a priori* the most useful tool to discriminate between flares and passages across the radiation belts. Many energy bands are available in the IREM data, but one should always keep in mind that each counter (respectively protons and electrons) can be contaminated by the other particle type (respectively electrons or protons). Another possible drawback for our purpose is the fact that the IREM was built to work on a very large amplitude (at least 7 orders of magnitude) so that the absolute values measured during low counts periods (normal periods) are expected to show a low signal-to-noise ratio.

Figure 3 displays a selection of four different energy bands (one for electrons and three for protons). The long term evolution observed is an effect of the solar modulation (related to the solar cycle). The amplitude of the various energy bands is consistent with what is known from cosmic ray physics. Low energy proton counters traces Anomalous Cosmic Rays (ACR). Beyond 100 MeV, the contribution from Galactic Cosmic Rays (GCR) becomes dominant as they are less and less repelled by the solar plasma. Transient events such as flares are seen in all energy bands and by all species. In addition, electrons show a specific feature superimposed to the above variability: the 3-day periodic pattern seen corresponds to the crossing of radiation belts at each revolution. This pattern also appears slightly in the 11–90 MeV proton band. However, by inspection of the trapped particles maps for the electron and protons—as given respectively by AE-8 and AP-8¹—we conclude that these features are more likely due to electron contamination².

¹ <http://see.msfc.nasa.gov/ire/models.htm>

² Indeed, electron belts start at a distance of $\sim 6 R_{\oplus}$ (whereas proton belts start at $\sim 4 R_{\oplus}$; the minimal distance INTEGRAL-Earth when scientific systems are “on” is about $10 R_{\oplus}$).

Hence, for the IREM, it is sufficient to consider only 11–30 MeV protons (tracers of solar flares) and > 0.5 MeV electrons (tracers of crossings of the radiation belts). All other bands are either too noisy (and add no important information for our purpose), or less sensitive to the peculiar features we wish to tag (this is the case for most proton bands). Concerning other tracers, some specific γ -ray lines (see Tab. 2) also trace solar flares whereas some complementary information about enhanced electron periods can be obtained from the ACS.

i) Selection of flare periods – 11–30 MeV protons combined with *D*, ^{12}C and ^{16}O lines

A first cut is applied on absolute values of 11–30 MeV protons to get rid of extreme values (several order of magnitude larger than the average). Then, a boxcar average is used (see details in Tab. 3). There is no clear rule to decide what is the best box size for evaluating the average nor to decide what values of this boxcar average have to be cut. After several attempts, it was found that boxcar(200, 3σ) iterated 5 times (see note in Tab. 3 for an explanation) gave a good trade-off between the maximum number of points to be discarded (in order to obtain a *reference set* as conservative as possible regarding the spatial weather) and the acknowledgment of these points as true flare events. Actually, the most crucial parameter is the number of σ which determines the number of points cut. The method is not too sensitive to the precise width of the car box (although, for this precise case, a 200 pointings box gives a *better* result than, e.g., a 100 or 50 pointings one). In all cases, after several iterations, the number of points cut goes to zero.

There is a strong correlation between the low energy IREM protons and three γ -ray lines directly seen through the *Ge* detectors. The physical origin and relative magnitude of these lines can be explained by inspection of the passive material

6

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

onboard SPI. Indeed, the $^{12}\text{C}^*$ and $^{16}\text{O}^*$ de-excitation lines are related to the activation by protons of respectively carbon from the coded-mask support and oxygen from the BGO anti-coincidence shield. Deuterium is an indirect product of the spallation caused by cosmic ray protons. These three lines are shown on Fig. 4 and shall be compared to the bottom curve of Fig. 3. Cuts applied to IREM protons could have been replaced by cuts on any of these three lines. However, protons prove to be slightly more sensitive (in the sense that they lead to the exculsion of more data points): this could be explained by the fact that protons do not have enough energy to penetrate the SPI camera. There is no exact correspondance between the points excluded using each line. For that reason, cuts were applied to all four tracers.

To summarize, a main cut is applied to protons using absolute values and boxcar averages, then some cuts on boxcar averages of D , C and O are applied to check that no residual flare periods remains in the lines. With these last cuts, only a few more tens of pointings are discarded. The set resulting from all the data cuts at this step is denoted as the *flares* set in the remaining of the paper.

ii) Selection of radiation belts – (> 0.5) MeV electrons combined with the ACS

The crossings of the radiation belts clearly appear in both IREM electrons and ACS non-saturated events. On the one hand, ACS is more sensitive than the IREM. On the other hand, the average variations of the IREM electrons are larger than the enhancements caused by these crossings, which is not the case for the ACS: the order of the cuts is thus crucial. Cuts are applied first to IREM electrons and then to the ACS to get rid of some remaining features (Tab. 3). Notice that these cuts are applied to the *base* set already deprived of its *flares* subset. The resulting set is denoted as the *belts* set. Data that passed both the *flares* and *belts* selections form the *reference* set.

1.2.4. Checks for purity of the subsets and summary

Tab. 3 lists all cuts and the resulting three data sets. Figure 5, which displays on the same panel all the generated subsets, provides a pictural check of the validity of our classification. The upper and lower panels show the IREM low energy electrons and protons respectively, for the three sets. The *flares* set (red crosses) shows some prominent features in both panels whereas the *belt* set (blue empty circles) appears in electron only. Both these two sets have several of their pointings appearing in the bulk of data corresponding to the *reference* set (black pluses); such pointings are probably mis-classified, i.e. some of these pointings may just illustrate the fact that our selections cannot be completely pure. Three options may explain the contaminations observed:

- a flare which occurs at the end or at the beginning of a revolution: in that case, the electron content can be a mixture of electrons from the belts and from the flare or if the flare in proton is not correctly cut, a flare event can be falsely labeled as a belts event;

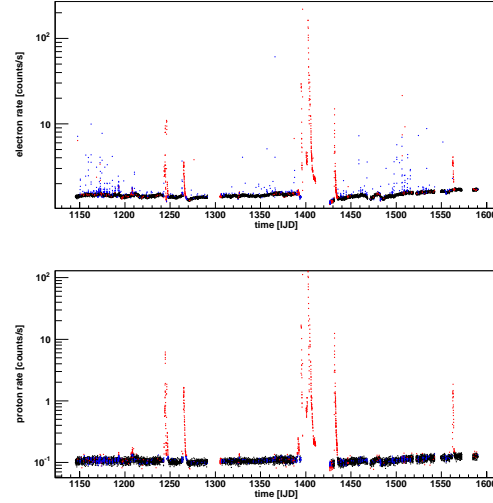


Fig. 5. Temporal evolution of the electrons (upper panel) and protons (lower panel) count rates for the *flares* set (red), the *belts* set (blue), and the *reference* set (black) – see Table 3.

- when an electron enhancement is observed within a revolution with no protons enhancement, it means either that it was a real flare (but with no protons counterpart) or that it was not a flare but some unexpected electron activity. In any case, the event is tagged as a belt event and although it does not belong to the radiation belts it behaves similarly (single signature in electrons) from the data analysis point of view;
- the last case occurs when the data cut probably corresponded to a fluctuation in the data. There is nothing to do in that case but live with selection criteria that could never be perfect.

Figure 6 is a further check and an illustration of the above remarks. The IREM electron count rate is displayed as a function of the satellite's orbital phase. Red crosses correspond to flare events and are distributed uniformly with the phase. On the contrary, most of the blue empty circles are distributed at large orbital phase ($\phi > 0.8$, end of revolutions), and there is also some excess for low orbital phases ($\phi < 0.2$), validating the hypothesis that this subset mostly originates from the radiation belts.

A last interesting feature is observed when plotting the electrons versus the protons count rates for the three data sets (Fig. 7). The large tails in the distribution of *flares* data is consistent with the fact that flares exhibit a large variability. The log-log scale indicates a power law dependance. The slope and normalization of the proton flux, as well as the ratio of protons to electrons changes from flare to flare, which probably prevents simple background models to hold.

To summarize, the analysis carried in this section allowed us to derive three subsets, and to check, to some extent, the purity of these sets. These subsets are gathered in Tab. 3 and

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

7

Subset index	Description (subset name)	Number of pointings (after selection)	Selection criteria applied to to obtain the current set n from the previous set $n - 1$
-1	Raw data set	10161	-
0	Base set	9981	Temperature $T_0 < 86$ K; PSAC > 600 c/s; revolution $\neq 136$
1	Flares set	772	(11-30) MeV protons: $p < 0.2$ c/s then boxcar [†] (200,3 σ), 5 iter. ¹² C, ¹⁶ O and D lines: boxcar(200,3 σ), 1 iter.
2	Belts set	496	(> 0.55) MeV electrons: $e < 2$ c/s then boxcar(50,3 σ), 5 iter. ACS (non-sat. events): boxcar(10,3 σ), 1 iter.
3	Reference set [‡]	8713	= base (0) - flare (1) - belt (2)

[†] Meaning of the boxcar($2N, n\sigma$) notation: a boxcar average of the indicator is performed with a window large of N pointings before and after the considered point; then, pointings whose boxcar averaged value exceeds n times the dispersion of all boxcar averages are excluded. This process is repeated several times (the number of points to exclude decreases with each new iteration).

[‡] The *reference set* is the most *regular* data set with respect to the spatial weather. It will be used as a reference for background analysis.

Table 3. List and properties of the data subsets used for background analysis. Notice that *base set* = *reference set* + *flares set* + *belts set*. The last column details the selection criteria used to generate the various subsets (each subset is built from the previous one).

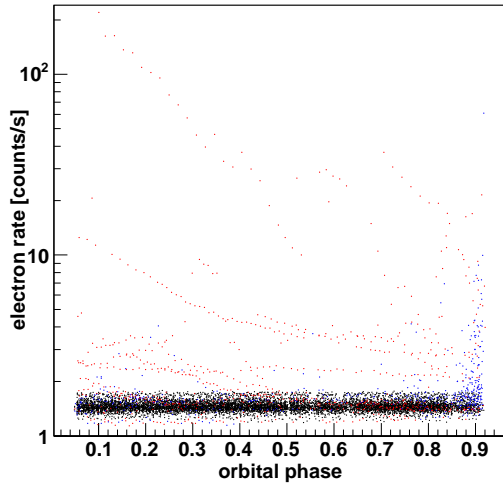


Fig. 6. Orbital phase vs electron count rate. The *belts* data set – selected mainly according to the electron count rate – corresponds to the ends of orbits.

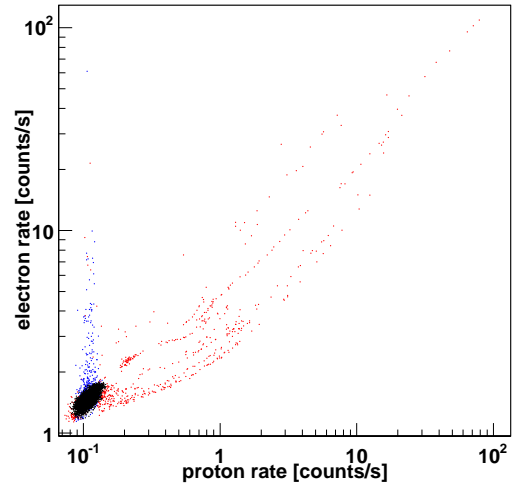


Fig. 7. Proton versus electron count rates for the *flares* (red), *belts* (blue) and *reference* data sets.

they are used for the background analysis in the following section. Note that there exists many powerful algorithms (in the machine learning literature) for selecting subsets of data. Decision trees are probably more robust than the procedure applied above, but they are also probably not worth the complication in our context.

2. Background modelling

Once we have derived a data set for scientific analyses, we want to discriminate between the background contribution and the sky contribution. All background modelling methods aim at predicting, given the global rate of events detected in the spectrometer's detectors during each pointing of an observation, the rate of events which were caused by instrumental background. The difference between these two rates represents the rate of

events coming from celestial sources. As no physical model of the instrumental background is available, all modelling methods are purely numerical. They look for a relationship between the background rate y and some background tracers x^1, \dots, x^T . A minimization algorithm is used to extract the best parameters of the model (the quantity to minimize is generally a χ^2 , but not necessarily, see further). In this work, background subtraction is treated as an independent step, to be performed preliminary to any deconvolution—note that it is also possible to adjust both the background and the flux or positions of sky sources simultaneously, *e.g.*, Knödlseider et al. (2005b)—. As a result, the method to determine the background implies the use of empty fields; this is the standard *On/Off* procedure.

8

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

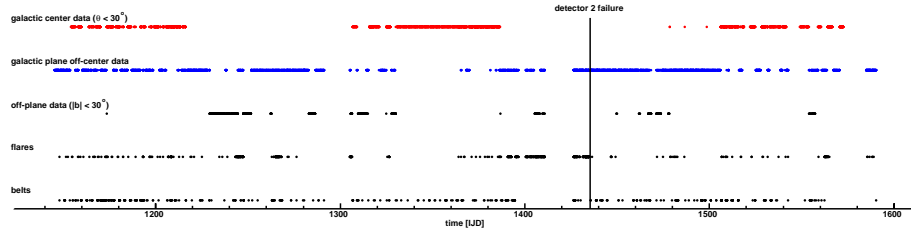


Fig. 8. Distribution over time of various events: first line corresponds to the three GCDE (Galactic Center Deep Exposure) observations of INTEGRAL; second and third lines are respectively the off-center and off-plane observations. The last two lines show the occurrence of events sorted as *flares* and *belts* in our analysis. The vertical bar spots the failure of detector 2 after which data are not used for background modelling. Notice the missing periods (\sim IJD 1300, 1420 and 1680) corresponding to annealing of the SPI detector.

On/Off separation of subsets: Each of the 3 data sets described in § 1.2.4 (reference, flares, belts; see Tab. 3) are divided into two subsets (see also Fig. 1):

- off-target pointings, hereafter *off* data, *e.g.* observations of regions of the Galaxy from which we believe no signal is expected in the spectral band of interest. They are used to find the law linking tracers to the background rate, *i.e.* the parameters of the background model;
- on-target pointings, hereafter *on* data, for which a background model is derived using the same model parameters. The signal can then be extracted by subtracting the predicted background.

For example, for positron annihilation, it can be considered that the emission expected is confined either to the Galactic center region or to the Galactic plane. Figure 8 shows that in the former case, a good coverage is obtained as *off* observations are spread before and after the GCDEs: this is generally best to avoid any drift of the model with time. The off-plane data case is less favorable and from a statistical point of view, the small number of *off* observations compared to *on* ones, is a limiting factor.

Light bucket: Another simplification, as already mentioned in § 1.1.1, is the *light bucket* context (Teegarden et al. 2005). In order to increase the statistics, the background model is determined for the whole camera, *i.e.* the count rates of all the detectors are summed. This could be a problem, for example, for further imaging, as it would require to split the background model back into individual count rates. Notice that a rapid study shows that the detector ratios are almost constant through the mission. Anyway, as this paper focuses on background modelling and new methods to outperform that currently used by the SPI collaboration, the level of description reached by the summed detectors suffices.

Before going through the detailed analysis and results, some last ingredients must be given. We first present (§ 2.1) the indicators available to trace the background along with a preliminary study of their correlations (this allows us to introduce Principal Component Analysis used later on). A second section (§ 2.2) discusses on a general ground the issue of evaluating the goodness of a model (as well as the problem of over-learning)

and gives practical recipes which we retain for our analyses. Finally, we present three models and their performances during quiet or active periods: a classical linear law (§ 2.3), a neural network (§ 2.4) and a regression model (§ 2.5). To conclude, we will compare the respective merits of these different methods and illustrate this study with a longitude profile of the 511 keV line detected at the Galactic center.

2.1. Background tracers

Background prediction relies on the use of various rates, on-board the satellite or coming from other instruments, measured during each pointing. To choose which tracers to use among the many available, physical and statistical criteria can be used in addition to our knowledge of SPI background characteristics (Jean et al. 2003). Some radioactive isotopes are known to produce positrons when annihilating and their γ -ray lines can probably trace the 511 keV background. Some count rates have a smaller statistical uncertainty than others and should be favoured.

2.1.1. Description of tracers

The background tracers tested (Table 4) include:

- the counting rates already used to select the data because of their correlation with solar flares or radiation belts crossings, such as IREM particles, C, O, D lines or ACS Veto;
- some of the SPI background lines identified by Weidenspointner et al. (2003). We used the global counting rates without subtracting the underlying continuum, in well-chosen energy bands. They often correspond to β emitters with various half-lives;
- the counting rates in continuum regions close to the line of interest (near the 511 keV or ^{26}Al lines);
- the “broken multiple events” (BME) counting rates in the same energy band as the line of interest, *e.g.* the rate of multiple events having deposited this energy in a single detector, independantly of their total energy deposit. For example, the majority of the BME at 511 keV in fact corresponds either to events with a total energy of 1022 keV – signaling the annihilation of positrons produced locally in

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

9

Type	Tracer	Description
SPI and IREM indicators in Table 2		
SPI background line rates	^{71m}Ge	21-27 keV
	^{75m}Ge	136-145 keV
	^{71m}Ge	191-202 keV
	^{44m}Sc	269-273 keV
	$^{67}\text{Ga K}$	307-313 keV
	^{69m}Zn	436-441 keV
	$^{69}\text{Ge K}$	581-588 keV
	^{58}Co	807-814 keV
	$^{58}\text{Co K}$	815-821 keV
	^{69}Ge	1104-1111 keV
	^{65}Zn	1112-1120 keV
	$^{65}\text{Zn K}$	1222-1228 keV
	^{205}Bi	1760-1768 keV
	^{28}Al	1774-1783 keV
	$n + p \rightarrow D$	2218-2228 keV
	^{24}Na	2748-2759 keV
	^{12}C	4375-4525 keV
	^{16}O	6124-6140 keV
	^{56}Fe	7615-7660 keV
	511 BME	506-516 keV BME
SPI background continuum rates	below 511	500-505 keV
	BME below 511	500-505 keV BME
	below ^{26}Al	1790-1802 keV
	above 511	525-545 keV
Other satellite parameters	BME above 511	525-545 keV BME
	above ^{26}Al	1815-1827 keV
	date	time [s] since launch
	distance	distance to Earth [km]
	phase	orbital phase
	dead time	SPI Ge detectors mean dead time fraction

Table 4. Background tracers tested. All rates are in counts per second (eventually corrected for dead time). Lines are selected among those identified by Weidenspointner et al. (2003).

the Ge detectors – or to β^- decays mainly in the C and O lines.

- global count rates in the spectrometers's Ge detectors, anti-coincidence system and plastic scintillator;
- the satellite's orbital parameters;
- the temperature measured in the cryostat;
- the date and mean dead time fraction of the pointing.

2.1.2. Correlations

Several tests exist to look at the correlation rank of variables (Bevington & Keith Robinson 2002). For the purpose of this section, a classification by mere inspection of the covariance matrix is sufficient. As expected, none of the satellite parameters (time, attitude, temperature) show correlations. Conversely, most of the remaining tracers and lines are at least slightly correlated since all instrumental backgrounds have a common origin: the activation of the passive material onboard SPI. These obviously vary, looking at the *flares*, *belts* or *reference* sets. What we are looking for are strong correlations between tracers, especially those which are the most correlated to

Tracer groups	Reference	Flares	Belts
Afee, AfeeSat, VetoSat	99.1	99.9	98.2
IREM high energy p	93.5	99.99	99.66
dead time & Veto	99.6	98.6	99.4
IREM low energy p & e^-	75.4	98.9	76.1
D, ^{12}C , ^{16}O lines	-	98.9	-
^{69}Ge , ^{65}Zn	-	98.4	-
remaining background lines	64.	96.	62.

Table 5. Scores [%] of the first PCA component of each group of tracers as a function of the data set. Symbol "-" denotes tracers which are not correlated, whereas high scores correspond to strong correlations. See text for comments.

the 511 keV. The scores of the Principal Component Analysis (PCA) can be used to estimate the correlation strength. PCA is related to singular value decomposition (Press et al. 2002). It aims, given a sample of n objects $\{x_j\}_{j=1,\dots,n}$ (n is the number of pointings) with p measured quantities for each (p is the number of tracers) — i.e. $x_j^i = (x_j^1, \dots, x_j^p)$, at finding a set of p new orthogonal variables $\zeta_j^i = (\zeta_j^1, \dots, \zeta_j^p)$, each one a linear combination of the original variable for all $i = 1, \dots, p$ components:

$$\zeta_j^i = a_1^i x_j^1 + \dots + a_p^i x_j^p.$$

In a geometrical approach, the transformation matrix A (which does not depend on the pointing p) can be interpreted as a *rotation* matrix in the component space. Hence, for each of the n observations, p new tracers are generated. The rotation is achieved so that the smallest number of new variables account for as much as the variance of the sample as possible. The final purpose of PCA is to keep only a few principal components among the p original, getting rid of redundant information. The *score* of the principal components (= 100% if all components are considered, see an illustration below with Fig. 9) is a tool to decide how many components should be kept. It amounts to the percentage of variance contained in the *principalized* components kept. As PCA is a linear transformation, if, for example, the score of the first component among p is 99%, it means that all the p tracers are strongly correlated. Note that a generalization of PCA for non linear transformation exists: Curvilinear Component Analysis (Demartines & Hérault 1997). But it does not reveal hidden relationships among the tracers in our case, as most variables are linearly correlated.

We start by extracting groups of tracers correlated with each other, independently of any background line to model. Table 5 shows the correlations found for several remarkable groups of tracers. Some of the scores are easily understood, e.g., between dead-time and veto, the low energy protons and electrons correlated only during flares or the correlation between lines related to solar flare events. Further correlations are observed between these groups, especially during flare periods. For example, the Afee group is correlated to the dead-time group.

The second step is to find the tracers the 511 keV line is most correlated with. Table 6 shows the results for the three sets: the best tracers for the 511 keV line are almost the same for the *reference* and for the *belts* set. However, the score for the

10

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

Dataset	Tracers best correlated to 511 keV	PCA score
Reference	Afee, AfeeSat, AfeeNVeto PSAC, ^{75m}Ge , $^{71m}\text{Ge-HI}$, > 511	95.6%
Flares	BME below & above 511 above ^{28}Al	99.4%
Belts	Afee, AfeeSat, VetoSat, ^{75m}Ge , $^{67}\text{Ga K}$, ^{69m}Zn , $^{71m}\text{Ge-HI}$, ^{44m}Sc BME below, at & above 511 keV, $^{69}\text{Ge K}$	80.0%

Table 6. Scores as in Tab. 5, but for tracers the most strongly correlated with the 511 keV line (and for the three different subsets).

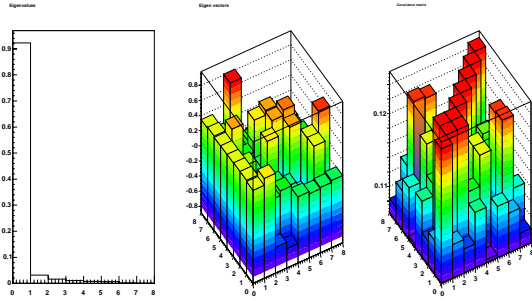


Fig. 9. Principal component analysis of 8 count rates of the *reference* data set (511 keV line and 7 tracers as given in Tab. 6). From left to right: eigenvalues (the first principal component score is more than 92%), eigen vectors and covariance matrix.

latter if much lower than for the former. We will see in the next section that these tracers are also those which appear naturally as the best ones when applying the linear modelling method to the *reference* set (compare to Tab. 7).

Figure 9 shows an example of PCA of 7 tracers and the 511 keV line rate for the *reference* set (Tab. 6). Concerning the *flares* set, we could have the false feeling that flare periods are very well described by the two tracers found. However, this feeling is given by the fact that the variance is dominated by a minority of points (connected to an extreme solare flare episode). Looking at Fig. 10, we can realize that the clear linear relationship between the 511 keV rate and the BME rate above it (upper panel) only concerns a few extreme points of the *flares* set, other points being confined to lower values. Would these point be discarded, the variance contained in the direction perpendicular to this line is increased so that the correlation is indeed less important than what is naively thought. This is not the case for the correlation displayed for the *reference* data set (lower panel) and this naturally explains why background models for flare periods behave worst than for quiet periods in linear models.

2.2. Model selection, model comparison and specific difficulties

Our concern is to test many tracers in three different models and sort which is the winner. A first and naive approach to the

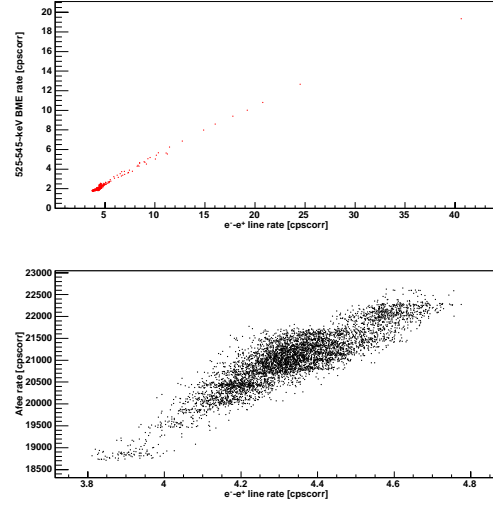


Fig. 10. Upper panel: correlation between the 511 keV line rate and the rate of broken multiple events above this line, in the *flares* data set. Lower panel: correlation between the 511 keV line rate and the Afee rate, in the *reference* data set.

question of model selection consists in using the same statistical tools for all all permutations (tracers and background models). However, playing around with the data rapidly shows that we have to face different problems for the different methods. The linear model, feebly computationally demanding, allows a systematic studies of tracers and turns the statistical problem mostly into comparing two models, the $(n + 1)$ -th one having one more parameter than the n -th one. Conversely, both the neural and the bayesian network are computationally demanding which limits the generalization of their study. A further problem is their strong tendency to do over-learning, even with a few parameters, so that special care must be taken.

2.2.1. General discussion

Generally speaking, the background estimator \hat{y} depends on the vector of tracers \vec{x} and on a vector of free parameters \vec{w} , i.e. $\hat{y}(\vec{x}^1, \dots, \vec{x}^T; \vec{w})$. The prevailing approach to model selection uses hypothesis tests (also known as significance tests) developed by Fisher and Neyman & Pearson.

Standard χ^2 analysis: Pearson's goodness-of-fit test is the χ^2 minimization which defines the best fitting model. Then χ^2_{\min} tests whether this model is acceptable and if it does, $\chi^2_{\min} + \Delta\chi$ define levels of confidence (see, e.g., Lucy (2000)). In our notation, it is written as

$$\chi^2 = \sum_{p \in \text{training set}} \left(\frac{y_p - \hat{y}_p(\vec{x}_p^1, \dots, \vec{x}_p^T; \vec{w})}{\sigma_p} \right)^2, \quad (1)$$

where σ stands for the statistical error on the background rate y . The χ^2 statistics fails when dealing with few counts (Poisson

distributed) which is often the case in γ -ray experiments (see, e.g., Cash (1979); Lucy (2000)). However, it applies for our background calculation—though it would no longer be true for the signal—as the number of photons is $\gg 10$ per pointing. Note that one potential danger, when many explaining variables are used (in our case ~ 30), is to inevitably find a model which is significant, if we go on testing long enough³. The crudest way to circumvent this problem is to ask for each test a Bonferroni significance $\alpha_B = \alpha/k$ in order to reach the significance α after k tests. However, if the test are correlated (and it is the case as most of our tracers are), the Bonferroni method is inappropriate, as it will be conservative and may miss real differences (Martin Bland & Altman 2005). An alternative approach to hypothesis testing is based on Bayesian principles. Maximizing the likelihood ratio that the data observed were produced by the model, if the samples are described by gaussian statistics, is equivalent to χ^2 minimization (in that respect, likelihood maximization encompasses the χ^2 statistics), but then, the same limitations apply.

Akaike Information Criterion (AIC) and Bayesian Information Criterion (BIC): A third approach to model selection, especially useful when dealing with a potentially large number of explaining variables (tracers) aims at finding an approximate model rather than the true model (Weakliem 2004; Ungar et al. 2005)—this is current practice in social studies. Many penalization criteria exist, and they are all equivalent to one of the two following criteria: the BIC and the AIC. These penalize the standard likelihood as the number of variables increases. BIC is given by $-2 \log L + p \log(N)$ whereas AIC is $-2 \log L + 2p$ (L is the likelihood while p and N are respectively the number of parameters/tracers and the number of cases/pointings)—their difference is simply the size of the penalty. Whereas in the latter case, it is only related to the number of parameters, in the former case, the size of the sample is also taken into account. The interested reader is referred to (Weakliem 2004) for further details and references. Note that, from a numerical point of view, some machine learning methods, which are generally particularly well-suited for linear models, can be found in the statistical literature: an example among many others is the fused lasso (Tibshirani et al. 2005) which tries to minimize the number of tracers used by minimizing the sum of the absolute values of the coefficients. Note that there are also some methods used in the astrophysics literature (see, e.g., Bissantz & Munk (2001) and references therein).

2.2.2. Over-learning and cross-validation

A general problem when fitting a signal with a function of many variables, which especially arises when using non-linear laws, is over-learning. Although the penalizations described

above, to some extent, aimed at preventing it (mostly when many parameters are used), the neural and even more the bayesian network overfit even with a few tracers. What is over-learning and how to deal with?

Cross validation: It is best to quote Efron (1982)—Chapt. 7, see references therein—“*The data set is randomly divided into two halves, and the first half used for model fitting. [...] The second phase is the cross validation: the regression model fitted to the first half of the data is used to predict the second half. Typically the model does less well predicting the second half than it did predicting the first half, upon which it is based. The first half predictions are overly optimistic, often strikingly so, because the model has been selected to fit the first half data. There is no need to divide the data set into equal halves. These days it is more common to leave out one data point at a time, fit the model to the remaining points, and see how well the fitted model predicts the excluded point. The average of the prediction errors, each point being left out once, is the cross-validated measure of the prediction error.*”

Bootstrapping: Closely connected in theory, although not necessarily in their practical consequences, the bootstrap (as well as the jackknife) is the more well-known among resampling plans (Efron 1982). The underlying idea behind these methods is that all the information about the parent distribution is contained in the data sample. Resampling the data and performing the analysis on all resampled data allow to derive an estimate for the mean, the bias and the variance of whatever quantity we are interested in. These methods are statistically sound in several cases and prove to be very efficient in almost all situations. Their major flaw is that they are computationally expensive, the time increasing with the number of bootstrap sample used (typically, as we have enough data, a few hundreds samples are required). As a consequence, they will be used below in a few cases only.

2.2.3. Practical recipes for the analysis

Using the finest tools from the statistical litterature is certainly beyond our capabilities and all background models would certainly deserve each a dedicated study. It is not even sure that the two *advanced* models used in this paper are the best one given our data. Anyway, the purpose of the previous two sections was to give a flavour of the difficulties we faced, along with some well-known general solutions picked-up from other research area. For the real analysis, we tried to use, whenever possible, less complicated methods, as a trade-off between refinement, computer time and appropriateness regarding the objectives we pursue.

Minimal cross-validation: For all methods, the results are cross-validated: the simplest and fastest way to do so is to subdivide our *Off* field into two disjoint subsets: one dedicated to training, and the other one to validation. We emphasize that it should not be confused with the *On-Off* separation. The best

³ Indeed, this happens because if a null hypothesis which in fact is true is tested, using 0.05 as the critical significance level, we have a probability of 0.95 of coming to a not significant—that is, correct—conclusion. If we test 20 true independent hypothesis, the probability that none will be significant is $0.95^{20} = 0.36$. This gives the probability of 0.64 of getting at least one significant result.

way to divide the two sets is not evident: by drawing pointings randomly, we risk getting a second set characteristic of a different background population, letting aside any time dependence. Keeping the time-ordering seems better and so the two sets are obtained by leaving one point out of two. Notice that for cross-validation, instead of using two sets, leaving out only one point at a time would surely be an optimized strategy, as dividing data sets further reduces the number of empty field observations. However, our crude validation is sufficient as it is mostly used as a diagnosis. For the linear model, it shows that overfitting is not an issue while, for the two other models, for which overfitting is important, more sophisticated cross-validations would be too much time-consuming.

χ^2 minimization: As already mentioned, the three methods differ by the forms allowed for the relationship between the output \hat{y} and the inputs \vec{x} of the model, by the algorithm used and by the error criterion ϵ . For the linear model and the probabilistic neural network, the criterion to minimize will be the χ^2 of the training set (i.e. a half of *Off* field), whereas for the neural network, it will simply be the quadratic error (i.e. the width of the distribution of the residuals). The numerical routines used for each method will be precised later on for each case. Uncertainties of the tracers are not taken into account in the χ^2 , in order to avoid instabilities in the fitting procedure. If required, tracers with a high counting rate—hence a small statistical uncertainty—are selected *a posteriori*.

Additional pre-processing of tracers beforehand: From a numerical point of view (i.e. for χ^2 minimization), it is best to center and normalize the tracers: this is systematically applied. Then, as emphasized in § 2.2.2, the existence of correlations complicates the background analysis. Correlated data tend to enhance the over-fitting. One possibility to circumvent or reduce this problem (prior to any penalization in the fit) is to principalize the data as introduced in § 2.2.2. PCA may be performed in order to get independant variables and eventually reduce their number by ignoring the least meaningful components: *principalization* will be used only when explicitly mentioned in the text.

Specific treatment for the linear model: Practically, the problem of parameter selection arises mostly for the linear model. Even in this case, the number of explaining variables which turn out to be necessary to predict the background is less than ten, so that penalization as presented above is not mandatory. The χ^2_{\min} obtained with the *off* learning data set gives an absolute criterium to qualify the model. However, this is not good enough as non significant changes in its value (according to the χ^2 -statistics) can result in significant changes in the extracted signal. A sound statistical way of choosing between two models is to perform the Fisher-Snedecor test. If two statistics follow the χ^2 distribution, the ratio of their reduced chi-squared is distributed according to the F distribution (Bevington & Keith Robinson (2002)). Given a first background model with N pointings, n parameters and a chi-squared $\chi^2(n)$, we can test

whether a second model with one more parameter brings a meaningful improvement. We form the ratio

$$f = \frac{\chi^2(n) - \chi^2(n+1)}{\chi^2(n+1)/(N-n-1)},$$

which obeys a \mathcal{F} distribution with 1 and $N-n-1$ degrees of freedom. It measures the improvement brought by the second model: we can get the probability of this ratio value from tables and evaluate the opportunity of using this $(n+1)^{th}$ term. This criterium is also compared to another very simple one. The uncertainties on the coefficients of the model is directly read of the minimization procedure (the routine `MINUIT` from the `ROOT` package is used): coefficients with values lower than ~ 3 times their uncertainties hint at tracers which are not relevant.

Specific treatment for non-linear models: Both models show a strong tendency toward overfitting. It should be obvious then, from the above discussion, that a different approach has to be used. The most important step is to fight against that: the value of the χ^2 of the validation set is used to diagnose our success or failure in this task. Any incomplete succes (slight overfitting) prevents us to apply model selection as applied for the linear model. Attempts to use bootstrap resampling will be made in the case of the bayesian network, in order to upgrade the model.

2.3. Linear model

Due to its simplicity and success, the linear background model is the most widely used within the INTEGRAL community. For low energy imaging, only one tracer is used, generally AfeeSat. For the study of nuclear lines, two or three variables are used: AfeeSat and PSAC most of the time (Teegarden et al. (2004)); ^{65}Zn and 511 BME are also worth mentioning. Our goal here is to discuss the interest of using more tracers, to confirm which ones are best, and to find whether the linear model can be used for *flares* or *belts* data.

2.3.1. Description

We simply look for a multi-linear relationship between the background rate and some components, which can be raw tracers or some principalized components:

$$\hat{y} = w_0 + w_1 x^1 + \dots + w_T x^T.$$

The constant term w_0 and the linear coefficients w_1, \dots, w_T are determined by minimizing the χ^2 of our training data set (Eq. 1). These parameters are then used to apply this affine law to the tracers in the *on* observation and predict the background rate.

2.3.2. Results

Models for reference data We first evaluated the linear background model on our *reference* data set, e.g. the purest one. When testing a model, several questions arise: what precision can be expected? How many tracers can be reasonably combined? Which ones should we choose?

Tracers		χ^2/dof
^{71}mGe		1.342
Afee		1.381
AfeeSat		1.438
PSAC		1.662
^{75}mGe		1.726
first PCA component		1.212
Afee	^{75}mGe	1.140
AfeeSat	^{75}mGe	1.140
Afee	511 BME	1.142
AfeeSat	511 BME	1.149
Afee	^{65}Zn	1.153
Afee	^{65}Zn	1.116
AfeeSat	^{65}Zn	1.118
AfeeSat	511 BME	1.119
Afee	^{75}mGe	1.120
AfeeSat	^{75}mGe	1.120
Afee	^{65}Zn	1.125 [†]
AfeeSat	^{65}Zn	1.123 [†]
Afee	^{65}Zn	1.127 [†]
AfeeSat	^{65}Zn	1.103
Afee	^{65}Zn	1.104
AfeeSat	^{65}Zn	1.105
AfeeSat	^{65}Zn	1.106
Afee	^{65}Zn	1.106
Afee	^{65}Zn	1.117 [†]
AfeeSat	^{65}Zn	1.094
AfeeSat	^{65}Zn	1.097
Afee	^{65}Zn	1.098
AfeeSat	^{65}Zn	1.098
Afee	^{65}Zn	1.099
AfeeSat	^{65}Zn	1.099
AfeeSat	^{65}Zn	1.099
Afee	^{65}Zn	1.116 [†]
Afee	^{65}Zn	1.117 [†]

Table 7. Linear background model: results of a quasi-systematic search for the best tracer combinations modelling *reference* data background. For each number of tracers from 1 to 5, the best combinations obtained after sorting are given. A dagger [†] denotes combinations obtained by sorting on the reduced chi-squared χ^2 of the validation set, instead of the default classification based on the learning set's χ^2 . The model using just the first principal component of all available count rates is also shown.

In order to answer these questions, we carried out some quasi-systematic tests. We first tried each tracer individually and selected the best ones, using the criteria discussed above. Then, we tested all the possible couples of tracers including at least one of these “best single tracers” and, again, we selected the best couples. This iterative process of adding tracers and rejecting the worst combinations was repeated as long as the quality criterion kept improving.

Tables 7 and 8 show the results of this quasi-systematic search. First, the classification criterion used was the reduced χ^2 of the *learning* data set. We can combine up to 16 tracers with a reduced chi-squared still decreasing, down to 1.076. Even for this apparently best combination, the standard deviation of residuals (0.049 cpscorr) is still higher than the mean standard deviation of the data (≈ 0.042 cpscorr), meaning that

# tracers	χ^2/dof	Fisher prob.	Significance of parameters	χ^2/dof
1	1.342	-	109	1.455
2	1.140	0.0	28; 18	1.124
3	1.116	$5.4 \cdot 10^{-8}$	16; 7; 7	1.126
4	1.103	$3.0 \cdot 10^{-5}$	25; 6; 5; 4	1.108
5	1.094	$5.4 \cdot 10^{-4}$	8; 5; 4; 4; 4	1.109
6	1.091	$2.4 \cdot 10^{-2}$	8; 4; 4; 4; 3; 2	1.110
7	1.087	$1.8 \cdot 10^{-2}$	6; 4; 4; 3; 3; 3; 3	1.121
8	1.084	$3.1 \cdot 10^{-2}$	5; 3; 3; 3; 3; 2; 2	1.117
9	1.083	$6.5 \cdot 10^{-2}$	5; 3; 3; 3; 2; 2; 2; 2	1.119
10	1.081	$9.2 \cdot 10^{-2}$	5; 3; 3; 3; 2; 2; 2; 2; 2	1.121

Table 8. Detailed statistics of Table 7, extended up to 10 tracer combinations. The reduced chi-squared of the learning set χ^2/dof , shown in the second column, is used to evaluate the Fisher probability (third column) that the improvement brought by the additional term is justified. Like the parameters' significance (ratio of parameter value by its standard deviation, fourth column), it gives the same trend as χ^2 values. When more than five tracers are used, a step is visible which is best shown by the Fisher probability. Beyond that point, adding more parameters does not lead to better fits. Note that, for the linear model, over-learning is not strongly marked, even with 10 parameters, as can be seen from a comparison of the reduced chi-squared of the learning (second column) and validation (χ^2/dof , fifth column) data sets.

this model is not perfect and that there could still be room for improvements.

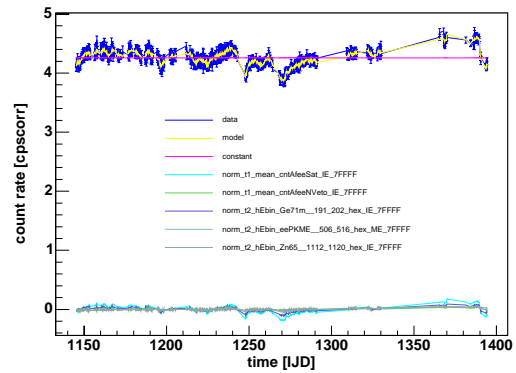


Fig. 11. Background rate in the *reference* data learning set, adjusted with the best 5-tracer linear model found (see Tab. 7). The total model rate consists of a constant plus a weighted sum of the five centered, normalized tracers.

However, the Fisher test shows that, up from about 5 tracers, the improvement brought by additional terms is not significant: Fisher probabilities indicate there is a 2.4% chance that adding the 6th term is not justified. Furthermore, models are not as well fitted to the *validation* set as to the *learning* set, which is an indication of artificial improvement and over-learning.

Classifying tracer combinations through the reduced χ^2 of the *validation* set leads to the same conclusion about the use-

lessness of combining more than about 5 components. Indeed, in that case, the test algorithm stops earlier. When adding more tracers, any gain in the fit to learning data then manifests itself through a worsening of the quality of the validation data model. Interesting although slightly different combinations come to light this way, that also perform rather well on both data sets.

Concerning the use of the principal component analysis, simply replacing the tracers by all their principal components will not change the model in the linear case. Retaining only a few components enables us to include information coming from all the tracers available while keeping a small number of variables. It turns out to be efficient only for the one component model: direct use of two well chosen tracers is preferable to a blind selection of the two main components of our tracer data base. It is understandable, as the information needed to improve a background model can belong to the higher order components and/or because tracers known with small uncertainties are preferable to combinations of count rates among which some have a poor statistics.

Concerning the identity of the best tracers, we confirm that the saturating Ge rate and the ^{65}Zn line rate are among the most important components for modelling the background at 511 keV. Broken multiple events in the annihilation line also bring a substantial improvement. The Ge lines look useful too but should be used more carefully as they are located at low energy and can be contaminated by the continuum from compact sources. 5-tracer models bring an improvement compared to those combining only 3, traditionally used in other SPI studies.

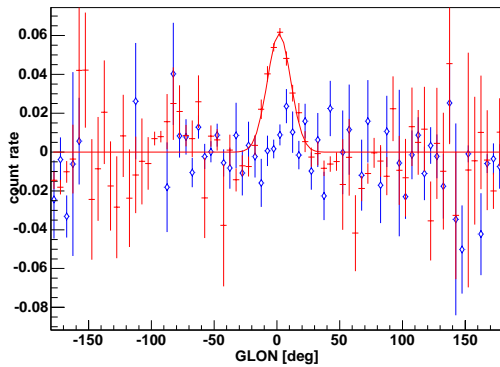


Fig. 12. Application: longitude profile of the raw residual count rate in the 506-516 keV band in the Galactic plane ($|b| < 30^\circ$; crosses) after subtraction of a 5-tracer linear background model. The residuals in the off-plane empty field (diamonds) are also shown. The width of the gaussian fitting the still non-deconvolved profile best combines the morphological width of the signal and the width of the point spread function.

Models for flare periods Our motivation when sorting data into different sets in §1.2 was to find out whether data outside calm periods can be used, as well for learning purposes (in empty fields) as for maximizing the size of the scientific

data set. Therefore, in order to evaluate the impact of flares on background modelling, we then adjusted the linear model to a set including either *reference* data or *flare* data or both, and tried to validate this model on a second set with *flare* data only.

The first step consists in trying to simply reuse the *reference* data model. As expected, no model adjusted using a pure *reference* empty field as above is successful in predicting the background correctly for *flare* periods. No matter which tracers are used and how well the corresponding model fits the *reference* data, we get large χ^2 values for the *flare* data set. However, it is still possible to find which combinations are best with respect to this last criterium. Such a classification identifies six indicators as good tracers of the background during flare periods: the count rates of broken multiple events in the continuum energy bands below and above the 511 keV line, and some high energy instrumental lines (^{65}Zn , ^{65}ZnK , ^{28}Al and ^{58}Co). Unsurprisingly, some of these tracers are those found to be the most correlated with the 511 keV line in this period (see Tab. 6). But even the best of those models leads to an unacceptable value of 9.45 for the reduced χ^2 of the *flare* validation set, with a corresponding value of 3.92 for the *reference* learning set.

A second test consists, by working with *flare* periods only, to look for a model specifically adapted to *flare* data set. Dividing this set into two subsets as usual, the first one is used for learning and the second one for validation. The fit of the first subset can reach a precision of $\chi^2/\text{dof}=1.856$ for a combination of all tracers, but with a bad corresponding precision for the second subset ($\chi^2/\text{dof} \gtrsim 10$) clearly denoting some over-learning. A compromise between learning precision and validation leads to combinations of around 15 tracers, with mean χ^2/dof values of ≈ 2 (Tab. 9).

After answering negatively the question of the possibility to predict background for active periods, it is still interesting to look how predictions for calm periods worsen when empty fields contain *flare* data. Using a learning data set with both *reference* and *flare* data, we find that the quality of predictions for a *reference* validation set is strongly degraded though it is difficult to quantify this degradation. Nonetheless, this shows the importance of removing active periods even from the empty fields before modeling background.

Models for belts data In opposition, including *belts* data in the learning set does not prevent the linear model from adjusting properly even if it leads to reduced χ^2 values slightly larger than those obtained with only *reference* data. However, as for the case of flares, the model obtained is not very good at predicting the background in a *belts* validation data set.

A classification of tracers based on the ability to fit this second data set properly emphasizes the role of the $e^- > 0.5$ MeV rate and the ^{71m}Ge line (as already found through PCA studies; see Tab. 6). Some tracers that had proved adapted for *reference* data are completely ruled out when dealing with *belts* data: this is the case of combinations involving AfeeNVeto, the rate of non-vetoed Ge events.

Eventually, contrary to *flares* data, the idea of using the data from the beginnings and ends of revolutions, obtained during

the crossings of the radiation belts, can be contemplated, as the corresponding background can be predicted to a certain level. But mixing *reference* and *belts* data is not possible as the best tracers are not the same, and the gains do not seem worth, considering the small number of pointings concerned and the deterioration of the background prediction for calm periods.

Datasets		χ^2_l/dof	χ^2_v/dof
Learning	Validation		
<i>reference</i>	<i>reference</i>	1.114	1.093
<i>reference & flares</i>	<i>reference</i>	10.447	1.156
<i>reference & belts</i>	<i>reference</i>	1.170	1.085
<i>reference</i>	<i>flares</i>	3.920	9.451
<i>flares</i>	<i>flares</i>	2.624	2.349
<i>reference & flares</i>	<i>flares</i>	1.726	2.342
<i>reference</i>	<i>belts</i>	1.140	1.042
<i>reference & belts</i>	<i>belts</i>	1.152	1.029
<i>belts</i>	<i>belts</i>	1.126	0.896

Table 9. Comparison of the linear model's ability to predict background for *reference*, *flare* or *belts* data. For each pair of data sets (learning and validation), the table gives the scores of the combination of tracers best fitting the validation set. This “best” combination may be totally inappropriate, as shown by the learning reduced chi-squared, but such a classification enables us to set an upper limit on the global capabilities of the linear model for each learning/validation case. No model predicts background for *flare* periods satisfactorily, while *belts* data can be used but lead, when mixed with *reference* data, to a deterioration.

Conclusion Table 9 summarizes the ability of the linear model to predict the background for each type of data, depending on the empty field. Enlarging normal data sets through the use of data from active periods cannot be safely done using models based on linear combinations of tracers: empty fields should be cleaned as carefully as scientific data. The use of these active periods for scientific purposes is even more problematic, especially *flares* periods, as illustrated by Fig. 13.

2.4. Three-layer feedforward network

2.4.1. Motivation and description

In order to perform well, the ordinary multiple regression above requires a linear relationship between the background rate and its tracers. Neural network models enable us to allow non-linearities without full knowledge of their nature. The three-layer feedforward network is one of the most widely used machine-learning solutions. We briefly recall the main characteristics of this method, described in more details by Masters (1993, 1995).

This network (Fig. 14) consists of a set of neurons arranged into three layers: the input and output layers, plus a single hidden layer sandwiched in between—the feature detector. The output layer contains only one neuron whose output shall be the predicted value of the background rate. The input layer contains one neuron for each background tracer, plus one “bias”

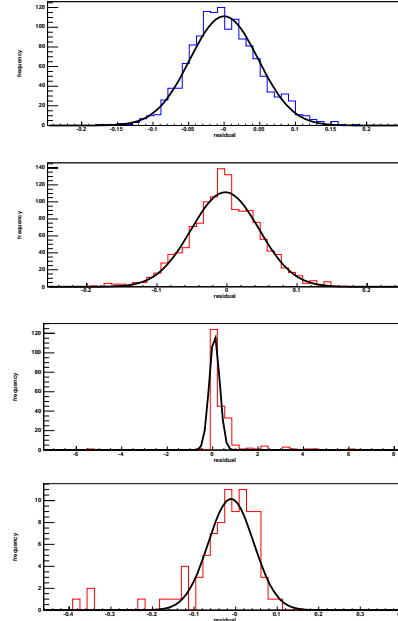


Fig. 13. Illustration of a 5-tracer linear model. The graphs give the frequency of the residual count rates after subtraction of the background model. Each graph corresponds to the same model but applied to a different data set: a *reference* learning set (up), and three validation sets (*reference*, *flares*, *belts*). The offset and width of the distributions show that the model, while adapted to *reference* data, cannot be used for active periods.

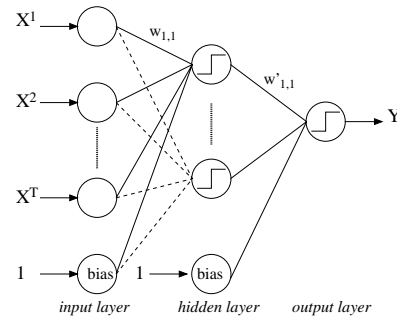


Fig. 14. Structure of a three-layer feedforward neural network.

neuron with a unitary input; neurons in this first layer are hypothetical, in the sense that their output is simply equal to their input, e.g. the tracer value or unity. The hidden layer also contains a “bias” neuron, plus a number of “real” neurons to be chosen carefully.

A neuron k in a given layer is connected to all neurons l in the previous layer and a weight w_{kl} is associated with each connexion. The network is characterized by an activation function f which neurons apply to their net input, e.g. to the weighted sum of their inputs $i_k = \sum_l w_{kl} o_l$, to compute their output

16

P. Sizun et al.: Background model studies for INTEGRAL/SPI

$o_k = f(i_k)$. This threshold function is often chosen among sigmoid functions; our network uses the hyperbolic tangent $f(x) = \frac{e^{kx} - e^{-kx}}{e^{kx} + e^{-kx}}$. The network's output, *e.g.* the background rate, has to be rescaled to fit the function's output domain $] - 1; 1[$.

The learning process still consists in adjusting the weights so that the error criterion is minimum for the learning data set. But the error criterion chosen here simply is the quadratic error,

$$\epsilon^2 = \sum_p \left(y_p - \hat{y}_p(x_p^1, \dots, x_p^T; \vec{w}) \right)^2$$

e.g. it does not take statistical errors into account. The optimization algorithm alternates simulated annealing, used to find good starting weights and escape local minima, and the conjugate gradient method.

A decisive step when designing the neural network is the choice of the number of neurons in the hidden layer. Using more than the minimum number of hidden neurons required will result in overfitting: the network will learn idiosyncracies of the empty fields and will perform badly on the validation data set. In practice, we often choose the square root or half of the number of tracers.

Though the criterion minimized simply is the quadratic error ϵ^2 , we still evaluate the model's performances by its reduced chi-squared χ^2/dof in order to be able to compare it to the multi-linear regression.

2.4.2. Results

Because the learning process is considerably slower for the neural network than for the linear model, we did not perform systematic tests of all tracer combinations. We progressively increased the number of tracers, fine-tuning the number of hidden neurons and the numbers of iterations required for the algorithm to converge. For the 3-tracer network, we settled for 2 neurons in the hidden layer which corresponds to a total of 11 weights. For the 4-tracer network, between 2 and 3 hidden neurons are needed, implying 13 and 19 variables respectively.

In order to allow a comparison, the combinations tested were chosen among those already found best for the linear model (Table 7). To take full advantage of the potential of the neural network, additional tracers, like the date or the orbital phase of the pointings—which could not be used with the multi-linear regression—were added. Radioactive build-up playing an essential part in background evolution, time certainly is interesting. The orbital phase, which traces the position of the satellite with respect to the radiation belts, could also help for the *belts* set.

Models for reference data Performances of the neural network for modeling *reference* data are shown in Table 10. Tests on three-tracer combinations show that the neural network performs slightly better than the linear method on some combinations, but worse on others. The time of the pointings, which could not be used with statistical methods like the linear model, allows us to reach, with only 3 tracers, the same performances as the linear model with 6 tracers. However, it must be kept

in mind that, with two hidden neurons, this three-tracer neural network uses more weights than the 6-tracer linear model.

Tracers				χ^2/dof	χ^2/dof
Afee	⁶⁵ Zn	^{71m} Ge		1.115	1.124
AfeeSat	⁶⁵ Zn	^{71m} Ge		1.117	1.132
AfeeSat	511 BME	AfeeNVeto		1.137	1.148
Afee	^{75m} Ge	511 BME		1.118	1.109
AfeeSat	^{75m} Ge	511 BME		1.134	1.117
date	Afee	^{71m} Ge		1.099	1.113
date	Afee	AfeeNVeto		1.109	1.110
AfeeSat	⁶⁵ Zn	511 BME	AfeeNVeto	1.115	1.133
				1.100	1.121
Afee	⁶⁵ Zn	511 BME	^{71m} Ge	1.103	1.114
				1.098	1.131
AfeeSat	⁶⁵ Zn	511 BME	^{71m} Ge	1.105	1.122
				1.108	1.142
AfeeSat	⁶⁵ Zn	^{75m} Ge	^{71m} Ge	1.107	1.111
				1.105	1.126
Afee	⁶⁵ Zn	^{75m} Ge	^{71m} Ge	1.107	1.107
				1.118	1.122

Table 10. Neural network: performances modelling *reference* data background with some chosen combinations of tracers. Four-tracer combinations were tested with either two or three hidden neurons.

Up from 4 tracers, no good trade-off can be found between performances fitting the learning data set (adjusted through the number of hidden neurons) and fitting the validation data set: over-learning problems arise.

Models for flare and belts periods Similar studies were carried out for *belts* and *flares* data but no tracer combination was found that outperforms the linear regression. In particular, our hopes of improving the modelling by the use of tracers other than count rates, like the orbital phase or the dead time fraction, have not been fulfilled.

It appears that the neural network we designed is not appropriate to our problem, at least as is. In few precise cases, we managed to gain improvements compared to the linear model. Indeed, given sufficient training time and hidden neurons, such a network can theoretically fit any function but, hitherto, the costs do not seem worthwhile. The main limitation factors are the computational costs on the one hand and the error criterion used on the other hand. Indeed, it could be interesting to try making the network minimize a chi-squared instead of the standard deviation. In addition, the training of the network is so slow that only a few combinations of tracers could be tested; with more tests, more performant tracers could possibly show up.

2.5. Probabilistic neural network

2.5.1. Motivation and description

A serious drawback of the three-layer feedforward network is its slow training speed. Thus, we tried another non-linear tech-

nique, the generalized regression network. This bayesian approach stands between statistical techniques and neural networks. It was developed by Donald Specht as a generalization to real function-mapping – *e.g.* the prediction of a continuous variable, like the background count rate in our case – of his original probabilistic neural network, meant for classification into discrete classes. In addition to a faster training speed, it can handle more easily data containing outlying pointings. However, its performances strongly depend on the representativity of the training data set.

Like for ordinary multiple regression, we minimize a χ^2 but the relationship between inputs (independent variables, background tracers) and output (dependent variable, background rate) is no longer linear. The predicted background rate \hat{y}_p is its conditional expectation given the values of tracers, where the unknown joint density probability has been replaced by a Parzen estimator:

$$\hat{y}_p = \frac{\sum_{p'=1}^{N_{off}} y_{p'} \exp \{-D(\vec{x}_p, \vec{x}_{p'})\}}{\sum_{p'=1}^{N_{off}} \exp \{-D(\vec{x}_p, \vec{x}_{p'})\}}. \quad (2)$$

The prediction thus appears as a weighted mean of the background rates in the training data set, with Gaussian-like weights. It involves a multivariate function D expressing the distance (between tracers) from the observed pointing p to each training pointing p' :

$$D(\vec{x}_p, \vec{x}_{p'}) = \sum_{i=1}^T \left(\frac{x_p^i - x_{p'}^i}{w_i} \right)^2.$$

This distance involves one free parameter w_i for each tracer which reflects its importance. The network's work is to find the best parameters w_1, \dots, w_T , by minimizing the χ^2 with the Levenberg-Marquardt method. Then, the background for a pointing in the *on* data set is computed using these parameters and the distance between this very pointing and those in the *off* data set: this *off* set is still needed after the weights have been found. As illustrated by Fig. 15, the structure of this method can be compared to a four-layer neural network, where each unit in the second layer corresponds to a training pointing and compares the corresponding vector of tracers to the one given in the input layer. The last two layers simply express the summations and division in Eq. 2.

2.5.2. Results

While not instantaneous, the learning process is considerably less time consuming for this model than for a neural network, allowing more extensive tests of tracer combinations.

Models for reference data Our probabilistic neural network shows huge over-learning, as shown by Table 11 for *reference* data. It performs extremely well in adjusting to the idiosyncrasies of a particular *learning* data set, leading to ridiculously small χ^2 values even with a limited number of tracers and parameters, meaning that the model is more precise than the detections' statistical uncertainty. But when using the same

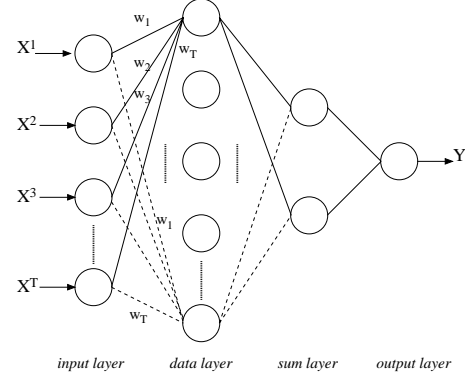


Fig. 15. Structure of a bayesian regression network.

Tracers		χ^2_l/dof	χ^2_v/dof
^{71m} Ge		1.244	1.334
Afee		1.248	1.304
AfeeSat		1.282	1.352
PSAC		1.488	1.512
Veto		1.582	1.689
first PCA component		1.183	1.173
AfeeSat	⁶⁵ Zn	1.038	1.155
Afee	⁶⁵ Zn	1.046	1.143
VetoSat	⁶⁵ Zn	1.052	1.167
Afee	^{75m} Ge	1.056	1.126
AfeeSat	^{75m} Ge	1.059	1.133
VetoSat	⁶⁵ Zn	0.988	1.165
AfeeSat	⁶⁵ Zn	0.990	1.161
PSAC	⁶⁵ Zn	0.990	1.180
Afee	⁶⁵ Zn	0.993	1.152
AfeeSat	⁶⁵ Zn	0.994	1.159
best 11 tracer combination		0.370	1.229

Table 11. Probabilistic neural network: performances modelling *reference* data background; tracer combinations given are those with the best *learning* set reduced chi-squared χ^2_l/dof . Starting with 3-tracer combinations, χ^2_l becomes very small, but at the expense of the reduced chi-squared of the *validation* set.

weights on a *validation* data set, the background model obtained is not satisfactory. Even when classifying combinations of tracers with respect to their ability to model the second set correctly, the best model found does not perform satisfactorily because the weights adjusted are specific to the first set. An interesting case however is once again the model using just the first principal component of all count rates.

We made some first attempts at correcting this over-learning phenomenon using bootstrap methods. Generating a great number of artificial *learning* sets through random sampling of the real *learning* set, we run the network on each sample successively, getting new weights every time. We could then evaluate the performances of each individual network on our *validation* data set and consider the “average network” whose output consists of the average value of all individual predictions. Indeed, this bootstrap mechanism enables us to get

partly rid of over-learning: the average model performs better than most individual ones, but the phenomenon prevails.

Models for flare and belts periods In spite of our lack of confidence in the probabilistic network for modelling *reference* data background, we still tested its performances on *flares* and *belts* data as this method addresses non-linearities, which predominate when dealing with data with various levels of background activity. The same phenomenon arises: the probabilistic network is indeed able to fit a data set including *flare* or *belts* data with a huge precision, but the more precise the model obtained is, the less valid it will be on a different data set.

Conclusion

Our main purpose when dividing data into subsets corresponding to different background types (§ 1) and when studying exotic background modelling methods (§ 2) was to define some criteria for an automatic cleaning of the data that would minimize the amount of data discarded and to find some way to properly model the background even during active periods such as the Vela core programme observation during the first year of INTEGRAL.

Concerning the sorting step, the criteria we have found and the methodology used to define them can be applied to build clean empty fields and clean observation data sets, prior to background modelling. They will notably be used for our analysis of the AO3 observation of the Vela region. Our main motivation to model properly the background during non-calm periods was the hope to recover parts of the AO2 Vela observation, heavily spoiled by solar flares. This goal has not been reached so far, no matter which modelling law is used. However, tests carried out in this article, concerned only the positron annihilation line which is an especially complex case; results could be different for the ^{26}Al line.

We have not addressed neither the question of detector ratios nor the one of detector failures. When modelling the background of the global camera as we did, the way to redistribute it between individual detectors can be left to the deconvolution can be left to the deconvolution algorithm or can be a preliminary step. When processing data mixing periods with different numbers of active detectors, both the global background and its distribution on the camera show discontinuities which must be taken care of.

Today, the linear model remains the most finalized approach for background modelling. None of the two machine-learning non-linear background modelling methods we tested is plainly satisfactory yet, but attempts at taking into account non-linearities of the background and at properly modelling it during active periods should not be definitively given up. The neural network does actually bring some small improvements though it is hindered by its slow training speed. Given more time, extensive tests might bring more interesting configurations to light. The extraordinary ability shown by the probabilistic neural network to fit a particular data set with a limited number of variables should be built on and further studies of bootstrap methods could be carried out to correct over-learning

problems. As the mission goes on, the accumulation of data and increasing statistics will progressively reduce the challenge issued by background but the new empty fields will also make things easier for machine-learning methods.

References

- Bevington, P. R. & Keith Robinson, D. 2002, Data reduction and error analysis for the Physical Sciences, 3rd edn. (McGraw-Hill)
- Bissantz, N. & Munk, A. 2001, A&A, 376, 735
- Boehm, C., Hooper, D., Silk, J., Casse, M., & Paul, J. 2004, Physical Review Letters, 92, 101301
- Cash, W. 1979, ApJ, 228, 939
- Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S., Revnivtsev, M., & Varshalovich, D. 2005, MNRAS, 357, 1377
- Demartines, P. & Hérault, J. 1997, in IEEE Transactions on Neural Networks 8 (1), 148–154
- Diehl, R. 2005, in AIP Conf. Proc. 745, 172–183
- Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., et al. 2006, Nature, 439, 45
- Efron, B. 1982, The Jackknife, the Bootstrap and other resampling plans (CBMS-NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics, SIAM)
- Harris, M. J., Knödlseeder, J., Jean, P., et al. 2005, A&A, 433, L49
- Jean, P., Knödlseeder, J., Lonjou, V., et al. 2003, A&A, 407, L55
- Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., et al. 2005a, A&A, 441, 513
- Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., et al. 2005b, A&A, 441, 513
- Leleux, P., Albernhe, F., Borrel, V., et al. 2003, A&A, 411, L85
- Lucy, L. B. 2000, MNRAS, 318, 92
- Lyons, L., Mount, R. P., & Reitmeyer, R. 2003, in Statistical problems in particle physics, astrophysics and cosmology, PHYSTAT 2003, Stanford
- Martin Bland, J. & Altman, D. G. 2005, BMJ, 310, 170
- Masters, T. 1993, Practical neural recipes in C++ (Academic Press)
- Masters, T. 1995, Advanced algorithms for neural networks. A C++ sourcebook (John Wiley & Sons)
- Maurin, D. & et al. 2004, in ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, 107–+
- Milne, P. A. 2004, New Astronomy Review, 48, 93
- Press, W. H. et al. 2002, Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing (Cambridge: Cambridge University Press)
- Rasera, Y., Teyssier, R., Sizun, P., et al. 2006, Phys. Rev. D, submitted.
- Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., et al. 2003, A&A, 411, L91
- Teegarden, B. J., Watanabe, K., Jean, P., et al. 2005, ApJ, 621, 296
- Teegarden, B. J. et al. 2004, in ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, 819–+
- Tibshirani, R., Saunders, M. A., Rosset, S., Zhu, J., & Knight, K. 2005, J. Royal Statistical Society B, 67(1), 91

- Ungar, L. H., Zhou, J., Foster, D. P., & Stine, B. A. 2005, in *Proceedings of the Tenth International Workshop on Artificial Intelligence and Statistics*, 357–364
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L63
- Weakliem, D. L. 2004, *Sociological Methods Research*, 33, 167
- Weidenspointner, G., Harris, M. J., Ferguson, C., Sturmer, S., & Teegarden, B. J. 2004, *New Astronomy Review*, 48, 227
- Weidenspointner, G., Kiener, J., Gros, M., et al. 2003, *A&A*, 411, L113

Annexe B

Algorithmes d'imagerie du diffus

Cette annexe évoque des travaux relatifs à l'imagerie du diffus, que j'ai entamés durant ma thèse sans les conduire à leur terme. Elle présente le principe des techniques d'imagerie directe — dénommées ainsi par opposition à l'ajustement de modèle où, en dehors d'un nombre restreints de paramètres, la morphologie spatiale de l'émission doit être pré-supposée afin de la projeter à travers la réponse de l'instrument et de comparer, dans l'espace des données et non du ciel, le modèle aux observations pour optimiser *indirectement* les paramètres restés libres : les algorithmes de Richardson-Lucy et du maximum d'entropie.

B.1 Formalisation du problème

Soit une observation constituée de N_p pointés. On dispose de $N_y = N_p \times N_d$ équations, où N_d désigne le nombre de (pseudo-)détecteurs. Pour chaque équation $y = (p, d)$, on note I_y le nombre de coups enregistrés durant le pointé p dans le détecteur d . Ces I_y coups sont la somme :

- des contributions S_y des sources ou pixels célestes ;
- du bruit de fond instrumental B_y ;
- du bruit de fond statistique N_y .

$$I_y = S_y + B_y + N_y. \quad (\text{B.1})$$

La contribution S_y des sources se décompose sous forme d'un produit matriciel :

$$S_y = \sum_s A_{ys} F_s$$

où F_s et A_{ys} représentent respectivement le flux $[ph/cm^2/s]$ de la source s et la réponse de cette source pour l'équation $y = (p, d) \in [1, N_p] \times [1, N_d]$.

Si on dispose d'un modèle du bruit de fond exprimant par exemple son évolution temporelle ou les rapports entre détecteurs, le bruit de fond B_y se décompose de manière analogue : soit N_b le nombre de paramètres restant à ajuster pour déterminer le bruit de fond, on a :

$$B_y = \sum_b M_{yb} \Lambda_b \quad (\text{B.2})$$

où M_{yb} est la b^{e} composante du modèle et où les coefficients Λ_b sont à déterminer.

L'équation (B.1) du problème devient :

$$I_y = \sum_s A_{ys} F_s + \sum_b M_{yb} \Lambda_b + N_y. \quad (\text{B.3})$$

Afin de simplifier les notations, nous définissons $N_x = N_s + N_b$, nombre total d'inconnues. D'où :

$$I_y = P_y + N_y = \sum_x P_{yx} + N_y = \sum_x R_{yx} O_x + N_y, \quad (\text{B.4})$$

ou sous forme matricielle :

$$I = R \times O + N. \quad (\text{B.5})$$

La résolution consistera donc, sous certaines hypothèses sur le bruit statistique N , à déterminer l'«objet» O ayant la plus forte probabilité de conduire à l'observation I .

B.2 Statistique de Poisson

On suppose que le bruit statistique N est poissonien et que les détections sont indépendantes. On cherche à maximiser la probabilité $p(O/I)$:

$$p(O/I) = \prod_y \frac{P_y^{I_y} \exp(-P_y)}{I_y!} \quad (\text{B.6})$$

donc à minimiser l'«invraisemblance logarithmique» (*log-unlikelihood*) L :

$$L = -\ln p(O/I) = \sum_y [-I_y \ln(P_y) + P_y + \ln(I_y!)] \quad (\text{B.7})$$

Pour cela, on cherche à annuler le gradient :

$$\frac{\partial L}{\partial O_x} = \sum_y R_{yx} \left(1 - \frac{I_y}{P_y}\right) = 0 \quad \forall x \quad (\text{B.8})$$

B.3 Approche itérative

La méthode des itérations successives de Picard consiste à reformuler l'équation B.8 sous forme d'un problème de point fixe, c'est-à-dire à exprimer l'inconnue O en fonction d'elle-même : $O = f(O)$, puis à calculer la nouvelle solution en fonction de l'ancienne :

$$O^{(n+1)} = f(O^{(n)}) \quad (\text{B.9})$$

Si la fonction f remplit certaines conditions, il y aura convergence vers la solution [Starck *et al.* 2002].

B.4 Richardson-Lucy

Dans le cas d'un bruit poissonien, l'approche itérative conduit, en multipliant chaque terme de l'équation B.8 par O_x , à l'algorithme de Richardson-Lucy [Lucy 1974] :

$$\boxed{O_x^{(n+1)} = O_x^{(n)} \times \frac{\sum_y R_{yx} \frac{I_y}{P_y^{(n)}}}{\sum_y R_{yx}}} \quad \forall x \quad (\text{B.10})$$

Conservation des coups Quel que soit l'objet de départ $O^{(0)}$, il y a conservation du nombre total de coups après la première itération :

$$\begin{aligned} \sum_y P_y^{(n+1)} &= \sum_y \sum_x R_{yx} O_x^{(n+1)} \\ &= \sum_x O_x^{(n+1)} (\sum_y R_{yx}) \\ &= \sum_x O_x^{(n)} (\sum_y R_{yx} \frac{I_y}{P_y^{(n)}}) \\ &= \sum_y \frac{I_y}{P_y^{(n)}} \sum_x R_{yx} O_x^{(n)} \\ \sum_y P_y^{(n+1)} &= \sum_y I_y. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Erreur Un des inconvénients des méthodes d'imagerie directe est la difficulté rencontrée pour estimer l'incertitude sur le flux des pixels de la carte obtenue. On peut estimer la variance de la solution grâce à l'inégalité de Rao-Cramer-Frechet (RCF) :

$$V_x > \frac{1}{\frac{\partial^2 L}{\partial O_x^2}} = \frac{1}{\sum_y \left(\frac{R_{yx}}{P_y} \right)^2 I_y}. \quad (\text{B.12})$$

B.5 Accélération de l'algorithme

Parmi les raisons pour lesquelles les techniques de *model fitting* sont parfois privilégiées par rapport à celles d'imagerie directe, il y a le caractère partiellement arbitraire du critère d'arrêt des itérations et le nombre élevé d'itérations requis, qui implique un temps de calcul important si chaque projection d'une solution provisoire à travers la réponse de l'instrument nécessite la manipulation de cette dernière pour toute la Galaxie. Il est donc légitime de vouloir modifier

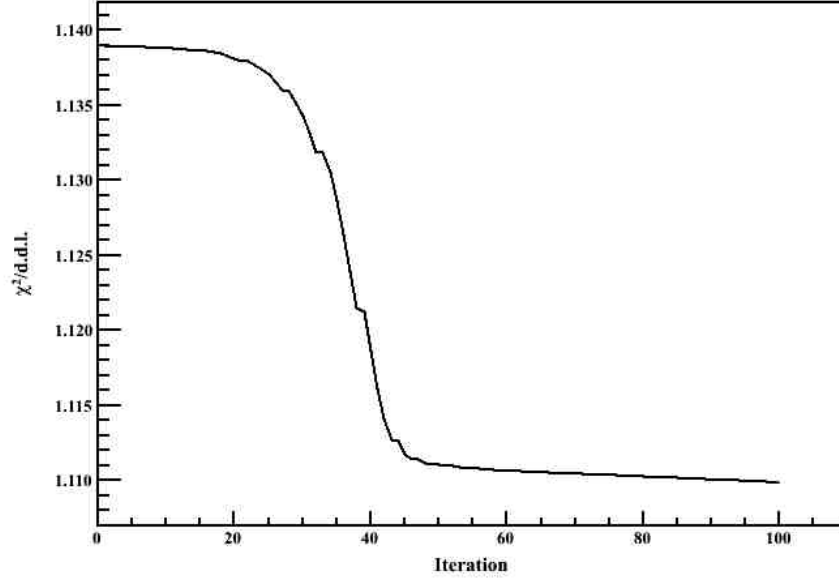


FIG. B.1: Algorithme de Richardson-Lucy : décroissance du chi carré réduit au fur et à mesure des itérations successives.

La définition d'un critère d'arrêt non-arbitraire constitue un des points les plus importants.

l'algorithme de base pour qu'il converge plus rapidement. On reformule l'algorithme (B.10) de façon à faire apparaître l'incrément entre deux itérations :

$$O_x^{(n+1)} = O_x^{(n)} + O_x^{(n)} \frac{\sum_y R_{yx} (\frac{I_y}{P_y^{(n)}} - 1)}{\sum_y R_{yx}} = O_x^{(n)} - \frac{1}{\sum_y R_{yx}} \frac{\partial L}{\partial O_x} O_x^{(n)} = O_x^{(n)} + \Delta_x^{(n)} \quad \forall x.$$

Cet incrément, proportionnel au gradient de L , représente la direction de recherche ; on peut introduire un poids α afin d'accélérer l'algorithme :

$$O_x^{(n+1)} = O_x^{(n)} + \alpha^{(n)} \Delta_x^{(n)} \quad \forall x. \quad (\text{B.13})$$

Ce poids est choisi de façon optimiser la vraisemblance de la nouvelle solution tout en assurant sa positivité.

Conservation des coups On constate facilement que

$$\sum_y P_y^{(n+1)} = (1 - \alpha) \sum_y P_y^{(n)} + \alpha \sum_y I_y. \quad (\text{B.14})$$

Pour qu'il y ait conservation des coups, il faut donc partir d'une solution présentant déjà cette propriété, par exemple obtenue grâce à une première itération sans accélération.

Accélérateur optimal L'accélérateur maximal assurant la positivité est $\alpha_{max} = \min_{\Delta_x^{(n)} < 0} (\frac{O_x^{(n)}}{-\Delta_x^{(n)}})$. On cherche donc $1 \leq \alpha \leq \alpha_{max}$ maximisant $\ln p^{(n+1)}(\alpha)$ ou plutôt $f_{acc}(\alpha) = \ln p^{(n+1)}(\alpha) -$

$\ln p^{(n+1)}(0)$ qui se simplifie du fait de la conservation des coups en

$$f_{acc}(\alpha) = \sum_y I_y \ln \frac{P_y^{(n+1)}(\alpha)}{P_y^{(n)}} = \sum_y I_y \ln \frac{P_y^{(n)} + \alpha \sum_x R_{yx} \Delta_x^{(n)}}{P_y^{(n)}}, \quad (\text{B.15})$$

$$\text{avec } \frac{df_{acc}}{d\alpha} = \sum_y \frac{I_y \sum_x R_{yx} \Delta_x^{(n)}}{P_y^{(n)} + \alpha \sum_x R_{yx} \Delta_x^{(n)}}.$$

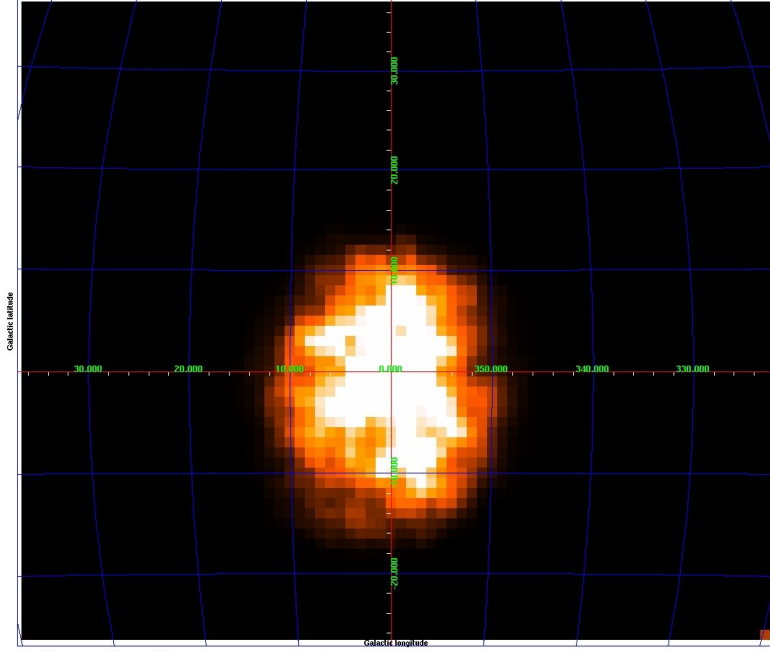


FIG. B.2: Application de la méthode de Richardson-Lucy à l'analyse des données SPI du centre de la Voie Lactée à 511 keV : image en coordonnées Galactiques de la significativité après 40 itérations.

B.6 Entropie

Dans le cadre de la méthode du maximum d'entropie, on recherche cette fois la solution du maximum à posteriori (MAP), maximisant la probabilité $p = p(O/I)p(O)$ avec une probabilité a priori $p(O)$ non-uniforme, fonction de l'entropie $H(O)$:

$$p(O) = \exp(-\beta H(O)). \quad (\text{B.16})$$

Les entropies les plus classiques sont celles de Burg, Frieden et Gull & Skilling. La fonction à minimiser devient

$$L = -\ln(p) = L_{\beta=0} + \beta H(O), \quad (\text{B.17})$$

et on cherche pour cela la solution annulant son gradient :

$$\frac{\partial L}{\partial O_x} = \sum_y R_{yx} \left(1 - \frac{I_y}{P_y}\right) + \beta \frac{\partial H}{\partial O_x} = 0 \quad \forall x. \quad (\text{B.18})$$

Posons $N_x = \sum_y R_{yx}$ et considérons l'algorithme itératif suivant où l'on a introduit un accélérateur α :

$$O_x^{(n+1)} = O_x^{(n)} - \alpha \frac{1}{N_x} \frac{\partial L}{\partial O_x} O_x^{(n)}. \quad (\text{B.19})$$

Même sans accélération ($\alpha = 1$), la positivité de la solution n'est plus assurée naturellement. Par ailleurs, le nombre de coups n'est pas conservé :

$$\sum_y P_y^{(n+1)} = (1 - \alpha) \sum_y P_y^{(n)} + \alpha \sum_y I_y - \alpha \beta \sum_x \frac{\partial H}{\partial O_x} O_x^{(n)}. \quad (\text{B.20})$$

Annexe C

Acronymes

La table C.1 donne la signification d'acronymes, sigles et abréviations, usuelles ou personnelles, employés dans ce manuscrit.

TAB. C.1: Acronymes.

ACC	Analyse en Composantes Curvilignes
ACP	Analyse en Composantes Principales
ACRs	Anomalous Cosmic Rays
ACS	Anti-Coincidence System
AGB	Asymptotic Giant Branch
AGN	Active Galactic Nucleus
ASM	All Sky Monitor
BGO	Bismuth Germanium Oxyde
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
C.E.S.R.	Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements (Toulouse)
CBG	Cosmic Gamma ray Background
CNES	Centre National d'Études Spatiales
DAPNIA	Laboratoire de recherche sur les lois fondamentales de l'univers
ESA	Agence Spatiale Européenne
EXIST	Energetic X-ray Imaging Survey Telescope
FITS	Flexible Image Transport System
FWHM	Full Width at Half Maximum
GCDE	Galactic Centre Deep Exposure

GCN	Gamma-ray burst Coordinates Network
GCRs	Galactic Cosmic Rays
GPS	Galactic Plane Scan
GRB	Gamma-Ray Burst
GRIP	Gamma-Ray Imaging Payload
GRIS	Gamma-Ray Imaging Spectrometer
GRXE	Galactic Ridge X-ray Emission
GSFC	Goddard Space Flight Center
HEAO	High Energy Astronomy Observatory
HESS	High Energy Stereoscopic Sytem
HEXAGONE	High energy X-ray and Gamma-ray Observatory for Nuclear Emissions
HEXTE	High Energy X-ray Timing Experiment
HMXB	High Mass X-ray Binary
HURA	Hexagonal Uniformly Redundant Array
IA	In-flight Annihilation
IB	Bremsstrahlung Interne
IBAS	<i>INTEGRAL</i> Burst Alert System
IBIS	Imager On-board the <i>INTEGRAL</i> Satellite
IKI	Space Research Institute (Moscou)
IJD	<i>INTEGRAL</i> Julian Date
<i>INTEGRAL</i>	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
INPE	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (Br�zil)
IREM	<i>INTEGRAL</i> Radiation Environment Monitor
ISDC	<i>INTEGRAL</i> Science Data Centre
ISGRI	<i>INTEGRAL</i> Soft Gamma-Ray Imager
ISOC	<i>INTEGRAL</i> Science Operations Centre
JEM-X	Joint European X-ray Monitor
Λ CDM	Lambda Cold Dark Matter
LDM	Light Dark Matter
LKP	Lightest Kaluza-Klein Particle
LHC	Large Hadron Collider
LMXB	Low Mass X-Ray Binary
LSP	Lightest Supersymmetric Particle

LVB	Luminous Blue Variable
MACHO	Massive Astronomical Compact Halo Object
ME	Multiple Events
MoND	MoDified Newtonian Dynamics
MIS	Milieu Inter-Stellaire
MLNN	Multi-Layer Neural Network
MNL	Matière Noire Légère
M.P.E.	Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (München)
MSFC	Marshall Space Flight Center
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OMC	Optical Monitoring Camera
OSO	Orbiting Solar Observatory
OSSE	Oriented Scintillation Spectroscopy Experiment
PICsIT	Pixellated Imaging Caesium Iodide Telescope
PCA	Principal Component Analysis
PCA	Proportional Counter Array
PHA	Pulse Height Analyser
PLE	Positive Latitude Enhancement
PSAC	Plastic Scintillator AntiCoincidence subassembly
PSD	Pulse Shape Discrimination system
RC	Rayon Cosmique
RHESSI	Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
RXTE	Rossi X-Ray Timing Explorer
SAP	Service d'Astrophysique
SE	Single Events
SEPs	Solar Energetic Particles
SN(e)	Supernova(æ)
SPI	Spectrometer for <i>INTEGRAL</i>
SSTM	Service Systèmes et Technologies pour la Mesure
SUSY	Super-symmetry
SVD	Singular Value Decomposition
<i>SVOM</i>	Space-based multi-band Variable Objects Monitor
TAC	Time Allocation Committee

ToO	Target of Opportunity
VLA	Very Large Array
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle
<i>WMAP</i>	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
WR	Wolf-Rayet
WXM	Wide Field X-ray Monitor

Publications en tant que 1^{er} auteur

Les articles, actes de congrès et propositions d'observation auxquels j'ai contribué durant cette thèse, en tant que premier auteur (ci-dessous) ou co-auteur (page suivante) sont listés. L'annexe A contient certains d'entre eux, des extraits des autres sont répartis tout au long du manuscrit.

P. SIZUN : Etude de l'Aluminium 26 Galactique avec INTEGRAL/SPI. *In JJC-2003*, pages 215–217. SFP, 2003, URL : <http://sfp.in2p3.fr>.

P. SIZUN, M. CASSÉ, S. SCHANNE *et al.* : Constraints on the injection energy of positrons in the Galactic centre region. *In* C. WINKLER et B. BATTRICK, éditeurs : *ESA SP-622*, 2006a, ADS, [astro-ph/0702061](#).

P. SIZUN, M. CASSÉ et S. SCHANNE : Continuum γ -ray emission from light dark matter positrons and electrons. *Phys. Rev. D*, 74(6):063514–+, 2006b, ADS, [astro-ph/0607374](#). **Voir page 169.**

P. SIZUN, D. MAURIN, F. TOLA *et al.* : Background model studies for INTEGRAL/SPI. 2007. En préparation. **Voir page 181.**

P. SIZUN, C. R. SHRADER, D. ATTIE *et al.* : The INTEGRAL/SPI Response and the CRAB Observations. *In* V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-552*, pages 815–+, 2004, ADS. **Voir page 165.**

P. SIZUN, R. TERRIER, M. CASSÉ *et al.* : Search for a redshifted 511 keV annihilation line from closeby neutron stars with INTEGRAL. INTEGRAL AO2, prop. d'observaton refusée, 2003.

Publications en tant que co-auteur

- D. ATTIÉ, M. CHERNYAKOVA, P. KRETSCHMAR *et al.* : Cyclotron lines in INTEGRAL/SPI spectra of Vela X-1. *In 35th COSPAR*, pages 2862–+, 2004, ADS.
- M. CADOLLE BEL, A. GOLDWURM, J. RODRIGUEZ *et al.* : INTEGRAL, XMM-Newton and Rossi-XTE Observations of the State Transition of the X-ray Transient and Black Hole Candidate XTE J1720-318. *In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : ESA SP-552*, pages 215–+, 2004a, ADS.
- M. CADOLLE BEL, A. GOLDWURM et P. SIZUN : INTEGRAL Observations of GRS 1758 258. *In E. J. A. MEURS et G. FABBIANO, éditeurs : IAU Symposium*, pages 93–94, 2006a, ADS.
- M. CADOLLE BEL, J. RODRIGUEZ, P. SIZUN *et al.* : High-energy observations of the state transition of the X-ray nova and black hole candidate XTE J1720-318. *A&A*, 426:659–667, 2004b, ADS, [astro-ph/0407308](#).
- M. CADOLLE BEL, J. RODRIGUEZ, P. SIZUN *et al.* : High-energy observations of the state transition of X-ray nova XTE J1720-318. *In F. COMBES, D. BARRET, T. CONTINI, F. MEYNADIER et L. PAGANI, éditeurs : SF2A-2004*, pages 331–+, 2004c, ADS.
- M. CADOLLE BEL, P. SIZUN, A. GOLDWURM *et al.* : The broad-band spectrum of Cygnus X-1 measured by INTEGRAL. *A&A*, 446:591–602, 2006b, ADS, [astro-ph/0509851](#).
- M. CADOLLE BEL, P. SIZUN, J. RODRIGUEZ *et al.* : The high-energy spectrum of Cygnus X-1 as measured by INTEGRAL. *Adv. in Space Res.*, 38:1354–1358, 2006c, ADS. 35^e COSPAR.
- B. CORDIER, D. ATTIÉ, M. CASSÉ *et al.* : Search for a Light Dark Matter Annihilation Signal in the Sagittarius Dwarf Galaxy. *In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : ESA SP-552*, pages 581–+, 2004, ADS.
- T. DI SALVO, P. GOLDONI, L. STELLA *et al.* : A Hard X-Ray View of Scorpius X-1 with INTEGRAL : Nonthermal Emission ? *ApJ*, 649:L91–L94, 2006, ADS, [astro-ph/0608335](#).
- P. DUBATH, J. KNÖDLSER, G. K. SKINNER *et al.* : The INTEGRAL spectrometer SPI : performance of point-source data analysis. *MNRAS*, 357:420–428, 2005, ADS.

- P. DUBATH, I. KREYKENBOHM, J. KNÖDLSIEDER *et al.* : Performance of SPI Point-Source Data Analysis. In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-552*, pages 841–+, 2004, ADS.
- P. DUROUCHOUX, N. KUNO, J. RODRIGUEZ *et al.* : Unveiling the nature of the new INTEGRAL high energy source IGR J19140+098. Nobeyama Radio Obs., 45 meter Telescope, prop. d'observation acceptée., 2004.
- Y. FUCHS, J. RODRIGUEZ, S. CHATY *et al.* : The MINE collaboration : multi-wavelength observations of microquasars with INTEGRAL, prospects with HESS and ANTARES. In F. COMBES, D. BARRET, T. CONTINI et L. PAGANI, éditeurs : *SF2A-2003*, pages 409–+. SFP, 2003a, ADS.
- Y. FUCHS, J. RODRIGUEZ, I. F. MIRABEL *et al.* : Simultaneous multi-wavelength observations of GRS 1915+105. A&A, 409:L35–L39, 2003b, ADS, [astro-ph/0309091](#).
- P. KRETSCHMAR, R. STAUBERT, I. KREYKENBOHM *et al.* : INTEGRAL Broadband Spectroscopy of VELA X-1. In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-552*, pages 267–+, 2004, ADS.
- J. MALZAC, P. O. PETRUCCI, E. JOURDAIN *et al.* : INTEGRAL Observation of Cyg X-1 in an Intermediate State. In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-552*, pages 341–+, 2004, ADS.
- J. MALZAC, P. O. PETRUCCI, E. JOURDAIN *et al.* : Bimodal spectral variability of Cygnus X-1 in an intermediate state. A&A, 448:1125–1137, 2006, ADS, [astro-ph/0511725](#).
- D. MAURIN, S. SCHANNE, P. SIZUN *et al.* : Search for ^{26}Al Emission in the Vela Region with INTEGRAL/SPI. In *ESA SP-552*, pages 107–+, 2004, ADS.
- Y. RASERA, R. TEYSSIER, P. SIZUN *et al.* : Soft gamma-ray background and light dark matter annihilation. Phys. Rev. D, 73(10):103518–+, 2006, ADS, [astro-ph/0507707](#). **Voir page 151.**
- S. SCHANNE, M. CASSÉ, P. SIZUN *et al.* : Type Ia supernova rate in the Galactic center region. In C. WINKLER et B. BATTRICK, éditeurs : *ESA SP-622*, 2006a, [astro-ph/0609566](#).
- S. SCHANNE, P. SIZUN, D. MAURIN *et al.* : Evidence for 1809 keV gamma-ray emission from ^{26}Al decays in the Vela region with INTEGRAL/SPI. In C. WINKLER et B. BATTRICK, éditeurs : *ESA SP-622*, 2006b, ADS, [astro-ph/0701640](#).
- S. J. STURNER, C. R. SHRADER, G. WEIDENSPONTNER *et al.* : Monte Carlo simulations and generation of the SPI response. A&A, 411:L81–L84, 2003, ADS.

- G. WEIDENSPONTNER, C. R. SHRADER, J. KNÖDLSIEDER *et al.* : The sky distribution of positronium annihilation continuum emission measured with SPI/INTEGRAL. *A&A*, 450: 1013–1021, 2006, ADS, [astro-ph/0601673](#).

Bibliographie

Les références absentes de cette section se trouvent dans la liste de publications qui précède, page 210.

- F. A. AHARONIAN et A. M. ATOYAN : Cosmic gamma-rays associated with annihilation of relativistic $e^+ - e^-$ pairs. *Phys. Lett. B*, 99:301–304, 1981a, ADS.
- F. A. AHARONIAN et A. M. ATOYAN : On the origin of the galactic annihilation radiation. *Sov. Astron. Lett.*, 7(6):395–398, 1981b, ADS.
- K. AHN et E. KOMATSU : Cosmological lower bound on dark matter masses from the soft gamma-ray background. *Phys. Rev. D*, 71(2):021303–+, 2005, ADS.
- F. ALBERNHE, J. F. LEBORGNE, G. VEDRENNE *et al.* : Detection of the positron annihilation gamma ray line from the Galactic Center region. *A&A*, 94:214–218, 1981, ADS.
- W. E. ALTHOUSE, W. R. COOK, A. C. CUMMINGS *et al.* : A balloon-borne imaging gamma-ray telescope. In F. C. JONES, éditeur : *ICRC*, pages 299–302, 1985, ADS.
- C. D. ANDERSON : Energies of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, 41:405–421, 1932, ADS.
- K. ARNAUD, B. DORMAN et C. GORDON : *XSPEC, An X-Ray Spectral Fitting Package*. NASA/GSFC, 12.3.1 édition, 2007. URL <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>.
- J.-L. ATTEIA, M. BOER, F. COTIN *et al.* : In-Flight Performance and First Results of FREGATE. In G. R. RICKER et R. K. VANDERSPEK, éditeurs : *AIP Conf. Proc. 662*, pages 17–24, 2003, ADS.
- D. ATTIE : *Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles*. Thèse de doctorat, Univ. D. Diderot, Paris, 2005, CEA/200500000225.
- D. ATTIE, B. CORDIER, M. GROS *et al.* : INTEGRAL/SPI ground calibration. *A&A*, 411:L71–L79, 2003, ADS, [astro-ph/0308504](#).
- R. BARBIER, C. BÉRAT, M. BESANÇON *et al.* : R-Parity-violating supersymmetry. *Phys. Rep.*, 420:1–6, 2005, ADS, [hep-ph/0406039](#).
- Leonard D. BAUMERT et Daniel M. GORDON : On the existence of cyclic difference sets with small parameters, 2003.
- A. BAZZANO, J. B. STEPHEN, M. FIOCCHI *et al.* : INTEGRAL IBIS Census of the Sky Beyond 100 keV. *ApJ*, 649:L9–L12, 2006, ADS, [astro-ph/0608164](#).

- J. F. BEACOM, N. F. BELL et G. BERTONE : Gamma-Ray Constraint on Galactic Positron Production by MeV Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 94(17):171301–+, 2005, ADS, [astro-ph/0409403](#).
- J. F. BEACOM et H. YÜKSEL : Stringent Constraint on Galactic Positron Production. *Phys. Rev. Lett.*, 97(7):071102–+, 2006, ADS, [astro-ph/0512411](#).
- G. BERTONE : Dark Matter : the Connection with Gamma-Ray Astrophysics. *ArXiv*, 2006, ADS, [astro-ph/0608706](#).
- G. BERTONE, D. HOOPER et J. SILK : Particle dark matter : evidence, candidates and constraints. *Phys. Rep.*, 405:279–390, 2005, ADS, [hep-ph/0404175](#).
- H. BETHE : On the Annihilation Radiation of Positrons. *Proc. Roy. Soc. A*, 150:129, 1934.
- H. BETHE et W. HEITLER : On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proc. Roy. Soc. A*, 146:83, 1934.
- P. R. BEVINGTON et D. KEITH ROBINSON : *Data reduction and error analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill, 3rd edition édition, 2002.
- P. M. S. BLACKETT et G. P. S. OCCHIALINI : Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation. *Royal Soc. of London Proc. A*, 139:699–720, 1933, ADS.
- D. BLANC : *Physique nucléaire, particules*. Masson, Paris, 2e édition, 1995. ISBN 2-225-84873-4.
- R. D. BLEACH, E. A. BOLDT, S. S. HOLT *et al.* : X-Ray Emission from the Galactic Disk. *ApJ*, 174:L101+, 1972, ADS.
- C. BØEHM et P. FAYET : Scalar dark matter candidates. *Nucl. Phys. B*, 683:219–263, 2004, ADS, [hep-ph/0305261](#).
- C. BØEHM, D. HOOPER, J. SILK *et al.* : MeV Dark Matter : Has It Been Detected? *Phys. Rev. Lett.*, 92(10):101301–+, 2004, ADS.
- C. BOEHM et P. UWER : Revisiting bremsstrahlung emission associated with light dark matter annihilations. *ArXiv*, 2006, [hep-ph/0606058](#).
- L. BOUCHET, P. MANDROU, J. P. ROQUES *et al.* : Sigma discovery of variable $e(+)-e(-)$ annihilation radiation from the near Galactic center variable compact source 1E 1740.7 - 2942. *ApJ*, 383:L45–L48, 1991, ADS.
- L. BOUCHET, J. P. ROQUES, P. MANDROU *et al.* : INTEGRAL SPI Observation of the Galactic Central Radian : Contribution of Discrete Sources and Implication for the Diffuse Emission. *ApJ*, 635:1103–1115, 2005, ADS.
- B. L. BROWN et M. LEVENTHAL : Galactic center positronium fraction - Observations and simulations. *ApJ*, 319:637–642, 1987, ADS.
- J. CARR, G. LAMANNA et J. LAVALLE : Indirect detection of dark matter. *Reports of Progress in Physics*, 69:2475–2512, 2006, ADS.
- M. CASSÉ, B. CORDIER, J. PAUL *et al.* : Hypernovae/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons. *ApJ*, 602:L17–L20, 2004, ADS, [astro-ph/0309824](#).

- K. S. CHENG, D. O. CHERNYSHOV et V. A. DOGIEL : Annihilation Emission from the Galactic Black Hole. *ApJ*, 645:1138–1151, 2006, ADS, [astro-ph/0603659](#).
- E. L. CHUPP, D. J. FORREST, P. R. HIGBIE *et al.* : Solar Gamma Ray Lines observed during the Solar Activity of August 2 to August 11, 1972. *Nature*, 241:333–+, 1973, ADS.
- E. CHURAZOV, R. SUNYAEV, S. SAZONOV *et al.* : Positron annihilation spectrum from the Galactic Centre region observed by SPI/INTEGRAL. *MNRAS*, 357:1377–1386, 2005, ADS, [astro-ph/0411351](#).
- D. CLOWE, M. BRADAČ, A. H. GONZALEZ *et al.* : A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, 648:L109–L113, 2006, ADS, [astro-ph/0608407](#).
- A. COC, N. J. NUNES, K. A. OLIVE *et al.* : Coupled Variations of Fundamental Couplings and Primordial Nucleosynthesis. *ArXiv*, 2006a, ADS, [astro-ph/0610733](#).
- A. COC, K. A. OLIVE, J.-P. UZAN *et al.* : Big bang nucleosynthesis constraints on scalar-tensor theories of gravity. *Phys. Rev. D*, 73(8):083525–+, 2006b, ADS, [astro-ph/0601299](#).
- J. COOLEY : Status and Perspectives of Dark Matter Searches. *ArXiv*, 2006, ADS, [astro-ph/0607621](#).
- T. J.-L. COURVOISIER, R. WALTER, V. BECKMANN *et al.* : The INTEGRAL Science Data Centre (ISDC). *A&A*, 411:L53–L57, 2003, ADS, [astro-ph/0308047](#).
- B. J. COWIN et M. MORRIS : Modeling the Galactic Center Magnetic Field Using Synchrotron Flux Density Maps. In *AAS Meeting 209 Abstracts*, pages 172.02–+, 2006, ADS.
- P. DEMARTINES et J. HERAULT : Curvilinear component analysis : a self-organizing neural network for nonlinear mapping of data sets. *IEEE Trans. Neural Net.*, 8 (1):148–154, 1997.
- B. R. DENNIS, K. J. FROST, R. J. LENCHO *et al.* : The high-energy celestial X-ray instrument on board OSO-8. *Space Science Instr.*, 3:325–342, 1977, ADS.
- C. D. DERMER et R. J. MURPHY : Annihilation radiation in the Galaxy. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-459*, pages 115–122, 2001, ADS.
- C. D. DERMER et J. G. SKIBO : Annihilation Fountain in the Galactic Center Region. *ApJ*, 487:L57+, 1997, ADS, [astro-ph/9705070](#).
- N. DIALLO : *Étude, simulation et modélisation d'un détecteur de photons gamma placé sur une orbite excentrique de type INTEGRAL*. Thèse de doctorat, Univ. P. Sabatier, Toulouse, 1999.
- P. DUBATH : *Introduction to the INTEGRAL Instruments*. ISDC, 1996. SCI 1.0.
- P. DUROUCHOUX, P. WALLYN, C. CHAPUIS *et al.* : High energy observation of the Galactic center region 511 keV and Al-26 lines with HEXAGONE. *A&AS*, 97:185–187, 1993, ADS.
- B. EFRON : *The Jackknife, the Bootstrap and other resampling plans*. SIAM, 1982.
- M. FATUZZO et F. MELIA : A Kinship Between the EGRET Supernova Remnants and Sagittarius A East. *ApJ*, 596:1035–1043, 2003, ADS.
- P. FAYET : Light spin-1/2 or spin-0 dark matter particles. *Phys. Rev. D*, 70(2):023514–+, 2004, ADS, [hep-ph/0403226](#).

- P. FAYET, D. HOOPER et G. SIGL : Constraints on Light Dark Matter from Core-Collapse Supernovae. *Physical Review Letters*, 96(21):211302–+, 2006, ADS, [hep-ph/0602169](#).
- C. E. FICHTEL, D. L. BERTSCH, R. C. HARTMAN *et al.* : EGRET - The high energy gamma ray telescope for NASA's Gamma Ray Observatory. In *International Cosmic Ray Conference*, pages 19–22, 1983, ADS.
- M. H. FINGER et T. A. PRINCE : Hexagonal uniformly redundant arrays for coded-aperture imaging. In F. C. JONES, éditeur : *International Cosmic Ray Conference*, volume 3, pages 295–298, 1985, ADS.
- G. J. FISHMAN, C. A. MEEGAN, T. A. PARNELL *et al.* : Burst and Transient Source Experiment (BATSE) for the Gamma Ray Observatory (GRO). In F. C. JONES, éditeur : *International Cosmic Ray Conference*, pages 343–346, 1985, ADS.
- D. J. FORREST, E. L. CHUPP, J. M. RYAN *et al.* : The gamma ray spectrometer for the Solar Maximum Mission. *Sol. Phys.*, 65:15–23, 1980, ADS.
- P. H. FRAMPTON et T. W. KEPHART : Primordial Black Holes, Hawking Radiation and the Early Universe. *Mod. Phys. Lett. A*, 20:1573–1576, 2005, ADS, [hep-ph/0503267](#).
- W. GILLARD, P. JEAN, A. MARCOWITH *et al.* : Transport of positrons in the interstellar medium. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2007, ADS, [astro-ph/0702158](#).
- A. GOLDWURM, J. BALLEST, B. CORDIER *et al.* : Sigma/GRANAT soft gamma-ray observations of the X-ray nova in Musca - Discovery of positron annihilation emission line. *ApJ*, 389:L79–L82, 1992, ADS.
- W. HAJDAS, P. BÜHLER, C. EGGEL *et al.* : Radiation environment along the INTEGRAL orbit measured with the IREM monitor. *A&A*, 411:L43–L47, 2003, ADS, [astro-ph/0308269](#).
- M. J. HARRIS, G. H. SHARE, M. D. LEISING *et al.* : Measurement of the 0.3-8.5 MeV Galactic gamma-ray spectrum from the Galactic center direction. *ApJ*, 362:135–146, 1990, ADS.
- M. J. HARRIS, B. J. TEEGARDEN, T. L. CLINE *et al.* : Transient Gamma-Ray Spectrometer Measurements of the Positron Annihilation Spectrum from the Galactic Center. *ApJ*, 501:L55+, 1998, ADS, [astro-ph/9803247](#).
- R. C. HAYMES, G. D. WALRAVEN, C. A. MEEGAN *et al.* : Detection of nuclear gamma rays from the galactic center region. *ApJ*, 201:593–602, 1975, ADS.
- W. HEITLER : *The Quantum theory of radiation*. Oxford Univ. Press, 3^eédition, 1954.
- M. HERNANZ et J. JOSÉ : Radioactivities from novae. *New Astronomy Review*, 50:504–508, 2006, ADS.
- D. HOOPER : Detecting MeV Gauge Bosons With High-Energy Neutrino Telescopes. *ArXiv*, 2007, ADS, [hep-ph/0701194](#).
- S. D. HUNTER, D. L. BERTSCH, J. R. CATELLI *et al.* : EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane. *ApJ*, 481:205–+, 1997, ADS.
- K. JAHODA, J. H. SWANK, A. B. GILES *et al.* : In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array (PCA). In O. H. SIEGMUND et M. A. GUMMIN, éditeurs : *Proc. SPIE 2808*, pages 59–70, 1996, ADS.

- F. JAMES et M. ROOS : *MINUIT : Function Minimization and Error Analysis*. CERN, 94.1 édition, 1994.
- P. JEAN : *Études des performances et modélisation de spectromètres gamma pour l'astrophysique nucléaire*. Thèse de doctorat, Univ. P. Sabatier, Toulouse, 1996.
- P. JEAN, J. KNÖDLSER, W. GILLARD *et al.* : Spectral analysis of the Galactic $e^+ - e^-$ annihilation emission. *A&A*, 445:579–589, 2006, ADS.
- P. JEAN, J. KNÖDLSER, V. LONJOU *et al.* : Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy. *A&A*, 407:L55–L58, 2003a, ADS.
- P. JEAN, G. VEDRENNE, J. P. ROQUES *et al.* : SPI instrumental background characteristics. *A&A*, 411:L107–L112, 2003b, ADS.
- W. N. JOHNSON, III, F. R. HARNDEN, Jr. et R. C. HAYMES : The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region. *ApJ*, 172:L1+, 1972, ADS.
- W. N. JOHNSON, III et R. C. HAYMES : Detection of a Gamma-Ray Spectral Line from the Galactic-Center Region. *ApJ*, 184:103–126, 1973, ADS.
- R. L. KINZER, P. A. MILNE, J. D. KURFESS *et al.* : Positron Annihilation Radiation from the Inner Galaxy. *ApJ*, 559:282–295, 2001, ADS.
- R. L. KINZER, W. R. PURCELL et J. D. KURFESS : Gamma-Ray Emission from the Inner Galactic Ridge. *ApJ*, 515:215–225, 1999, ADS.
- J. KNÖDLSER, P. JEAN, V. LONJOU *et al.* : The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission. *A&A*, 441:513–532, 2005, ADS.
- H. W. KOCH et J. W. MOTZ : Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Rev. of Modern Phys.*, 31:920–955, 1959, ADS.
- R. KRIVONOS, M. REVNIVTSEV, E. CHURAZOV *et al.* : Hard X-ray emission from the Galactic ridge. *ArXiv*, 2006, ADS, [astro-ph/0605420](#).
- J. D. KURFESS, W. N. JOHNSON, R. L. KINZER *et al.* : The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment for the Gamma-Ray Observatory. *Adv. in Space Research*, 3:109–112, 1983, ADS.
- K. R. LANG : *Astrophys. formulae*. Springer, New York, 3e édition, 1999.
- P. LAURENT et L. TITARCHUK : communication privée, 2006.
- F. LEBRUN, J. P. LERAY, P. LAVOCAT *et al.* : ISGRI : The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager. *A&A*, 411:L141–L148, 2003.
- F. LEBRUN, R. TERRIER, A. BAZZANO *et al.* : Compact sources as the origin of the soft γ -ray emission of the Milky Way. *Nature*, 428:293–296, 2004, ADS.
- B. W. LEE et S. WEINBERG : Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses. *Physical Review Letters*, 39:165–168, 1977, ADS.
- P. LELEUX, F. ALBERNHE, V. BORREL *et al.* : Neutron-induced nuclear reactions and degradation in germanium detectors. *A&A*, 411:L85–L90, 2003.
- M. LEVENTHAL : Positronium-Formation Redshift of the 511-ke V Annihilation Line. *ApJ*, 183:L147+, 1973, ADS.

- M. LEVENTHAL, S. D. BARTHELMY, N. GEHRELS *et al.* : GRIS detections of the 511 keV line from the Galactic center region in 1992. *ApJ*, 405:L25–L28, 1993, ADS.
- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM et P. D. STANG : Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction. *ApJ*, 225:L11–L14, 1978, ADS.
- A. M. LEVINE, H. BRADT, W. CUI *et al.* : First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJ*, 469:L33+, 1996, ADS.
- R. P. LIN, B. R. DENNIS, G. J. HURFORD *et al.* : The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI). *Sol. Phys.*, 210:3–32, 2002, ADS.
- P. LÉNA : *Méthodes physiques de l'observation*. EDP Sciences, 1996. ISBN 2-86883-357-8.
- M. S. LONGAIR : *High Energy Astrophysics*. Cambridge Univ. Press, 2e édition, 1992.
- V. LONJOU, G. WEIDENSPONTNER, J. KNÖDLSER *et al.* : SPI Observations of Positron Annihilation Radiation from the 4th Galactic Quadrant : Spectroscopy. In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-552*, pages 129–+, 2004, ADS, astro-ph/0411414.
- L. B. LUCY : An iterative technique for the rectification of observed distributions. *AJ*, 79:745–+, 1974, ADS.
- L. B. LUCY : Hypothesis testing for meagre data sets. *MNRAS*, 318:92–100, 2000, ADS.
- N. LUND, C. BUDTZ-JØRGENSEN, N. J. WESTERGAARD *et al.* : JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL. *A&A*, 411:L231–L238, 2003, ADS.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING, A. S. JACOBSON *et al.* : The HEAO 3 gamma-ray spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, 178:363–381, 1980, ADS.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING et W. A. WHEATON : HEAO 3 observations of the Galactic center 511 keV line. *ApJS*, 92:387–391, 1994, ADS.
- J. M. MAS-HESSE, A. GIMÉNEZ, J. L. CULHANE *et al.* : OMC : An Optical Monitoring Camera for INTEGRAL. Instrument description and performance. *A&A*, 411:L261–L268, 2003, ADS.
- T. MASTERS : *Practical neural recipes in C++*. Academic Press, 1993.
- T. MASTERS : *Advanced algorithms for neural networks. A C++ sourcebook*. John Wiley & Sons, 1995.
- J. MATTESON, M. PELLING, B. BOWMAN *et al.* : An observation of the Galactic center region with the HEXAGONE high resolution gamma-ray spectrometer. In P. DUROUCHOUX et N. PRANTZOS, éditeurs : *AIP Conf. Proc. 232*, pages 45–51, 1991a, ADS.
- J. MATTESON, M. PELLING, B. BOWMAN *et al.* : Observations of SN1987A and the Galactic Center with a New High Resolution Gamma-Ray Spectrometer. In *ICRC*, pages 174–+, 1990, ADS.
- J. MATTESON, M. PELLING, L. PETERSON *et al.* : An observation of annihilation radiation from the Galactic center region. *Adv. in Space Res.*, 11:165–168, 1991b, ADS.
- C. F. MCKEE et J. P. OSTRICKER : A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ*, 218:148–169, 1977, ADS.

- D. B. MELROSE : *Plasma astrophysics*. Gordon and Breach, New York, 1980.
- S. MEREGHETTI, D. GÖTZ, J. BORKOWSKI *et al.* : The INTEGRAL Burst Alert System. *A&A*, 411:L291–L297, 2003, ADS, [astro-ph/0308173](#).
- R. A. MEWALDT : Galactic cosmic ray composition and energy spectra. *Adv. in Space Res.*, 14:737–747, 1994, ADS.
- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER *et al.* : OSSE/SMM/TGRS observations of positron annihilation radiation. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe*, pages 145–148, 2001, ADS.
- B. MOORE, T. QUINN, F. GOVERNATO *et al.* : Cold collapse and the core catastrophe. *MNRAS*, 310:1147–1152, 1999, ADS, [astro-ph/9903164](#).
- I. V. MOSKALENKO et A. W. STRONG : Puzzles of Galactic continuum gamma-rays. *ApLC*, 38:445–448, 1999, ADS, [astro-ph/9811221](#).
- R. J. MURPHY, C. D. DERMER et R. RAMATY : High-energy processes in solar flares. *ApJS*, 63:721–748, 1987, ADS.
- R. J. MURPHY, G. H. SHARE, J. G. SKIBO *et al.* : The Physics of Positron Annihilation in the Solar Atmosphere. *ApJS*, 161:495–519, 2005, ADS.
- J. F. NAVARRO, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ*, 490:493–+, 1997, ADS, [astro-ph/9611107](#).
- U. OBERLACK : *Über die Natur der galaktischen ^{26}Al -Quellen : Untersuchung des 1,8-MeV Himmels mit COMPTEL*. Thèse de doctorat, T. U. M., München, 1998.
- A. ORE et J. L. POWELL : Three-Photon Annihilation of an Electron-Positron Pair. *Phys. Rev.*, 75:1696–1699, 1949, ADS.
- J. P. OSTRICKER et P. STEINHARDT : New Light on Dark Matter. *Science*, 300:1909–1914, 2003, ADS, [astro-ph/0306402](#).
- J. PAUL : Positrons in the Universe. *NIM Phys. Res. B*, 221:215–224, 2004, ADS.
- J. PAUL, J. BALLEST, M. CANTIN *et al.* : Sigma - The hard X-ray and soft gamma-ray telescope on board the GRANAT space observatory. *Adv. in Space Research*, 11:289–302, 1991, ADS.
- P. PAUL : *Etalonnage, mesure et analyse des performances du spectromètre SPI/INTEGRAL*. Thèse de doctorat, Univ. P. Sabatier, Toulouse, 2002.
- N. PRANTZOS : On the intensity and spatial morphology of the 511 keV emission in the Milky Way. *A&A*, 449:869–878, 2006, ADS, [astro-ph/0511190](#).
- W. H. PRESS *et al.* : *Numerical recipes in C : the art of scientific computing*. Cambridge Univ. Press, 1992.
- W. H. PRESS *et al.* : *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*. Cambridge Univ. Press, 2002.
- W. H. PRESS et P. SCHECHTER : Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ*, 187:425–438, 1974, ADS.

- Y. RASERA : *L'Histoire Cosmique des Baryons dans un Univers Hiérarchique*. Thèse de doctorat, Univ. D. Diderot, Paris, 2005, tel-00070844.
- Y. RASERA et R. TEYSSIER : The history of the baryon budget. Cosmic logistics in a hierarchical universe. *A&A*, 445:1–27, 2006, ADS, astro-ph/0505473.
- V. REGLERO, J. RODRIGO, T. VELASCO *et al.* : Optical performances of the FM JEM-X masks. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-459*, pages 623–626, 2001a, ADS.
- V. REGLERO, F. SÁNCHEZ, J. RODRIGO *et al.* : IBIS mask pre-calibration matrix. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-459*, pages 619–622, 2001b, ADS.
- M. RENAUD : *Les jeunes vestiges de supernova et INTEGRAL : raies du ^{44}Ti et Emission non-thermique*. Thèse de doctorat, Univ. D. Diderot, Paris, 2006, tel-00107047.
- M. RENAUD, J. VINK, A. DECOURCHELLE *et al.* : An INTEGRAL/IBIS view of young Galactic SNRs through the ^{44}Ti gamma-ray lines. *New Astron. Rev.*, 50:540–543, 2006, ADS, astro-ph/0602304.
- G. R. RIEGLER, J. C. LING, W. A. MAHONEY *et al.* : Variable positron annihilation radiation from the galactic center region. *ApJ*, 248:L13–L16, 1981, ADS.
- J. M. RODRIGO : INTEGRAL/SPI Coded Mask Subsystem : General Requirements Specification. Rapport technique 3, CNES, 2000. SPI/SG/3/6604/UVA.
- J. P. ROQUES, S. SCHANNE, A. VON KIENLIN *et al.* : SPI/INTEGRAL in-flight performance. *A&A*, 411:L91–L100, 2003.
- R. E. ROTHSCHILD, P. R. BLANCO, D. E. GRUBER *et al.* : In-Flight Performance of the High-Energy X-Ray Timing Experiment on the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJ*, 496:538–+, 1998, ADS.
- S. SCHANNE, J. . ATTEIA, D. BARRET *et al.* : The ECLAIRs micro-satellite mission for gamma-ray burst multi-wavelength observations. *ArXiv*, 2006, ADS, astro-ph/0601184.
- S. SCHANNE, M. CASSÉ, B. CORDIER *et al.* : Hypernovae and light dark matter as possible Galactic positron sources. In *35th COSPAR Scientific Assembly*, pages 2307–+, 2004, ADS.
- S. M. SCHINDLER, W. R. COOK *et al.* : GRIP-2 : A sensitive balloon-borne imaging gamma-ray telescope. *NIM A*, 384:425–434, 1997.
- V. SCHOENFELDER, H. AARTS, K. BENNETT *et al.* : Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *ApJS*, 86:657–692, 1993, ADS.
- H. SEIFERT, R. BAKER, T. L. CLINE *et al.* : The Transient Gamma-Ray Spectrometer : A New High Resolution Detector for Gamma-Ray Burst Spectroscopy. In *BAAS*, pages 733–+, 1992, ADS.
- P. D. SERPICO et G. G. RAFFELT : MeV-mass dark matter and primordial nucleosynthesis. *Phys. Rev. D*, 70(4):043526–+, 2004, ADS, astro-ph/0403417.
- P. D. SERPICO et G. G. RAFFELT : Lepton asymmetry and primordial nucleosynthesis in the era of precision cosmology. *Phys. Rev. D*, 71(12):127301–+, 2005, ADS, astro-ph/0506162.

- G. SIGL et M. S. TURNER : Massive τ neutrino and SN 1987A. *Phys. Rev. D*, 51:1499–1509, 1995, ADS, [astro-ph/9405036](#).
- R. A. SIUNIAEV, S. I. BABICHENKO, D. A. GOGANOV *et al.* : X-ray telescopes ART-P and ART-S for the GRANAT project. *Advances in Space Research*, 10:233–237, 1990, ADS.
- J. G. SKIBO, R. RAMATY et W. R. PURCELL : Implications of the diffuse galactic continuum. *A&AS*, 120:C403+, 1996, ADS.
- G. SKINNER et P. CONNELL : The Spiros imaging software for the Integral SPI spectrometer. *A&A*, 411:L123–L126, 2003, ADS, [astro-ph/0308444](#).
- D. M. SMITH, R. P. LIN, P. FEFFER *et al.* : Compton-backscattered annihilation radiation from the Galactic Center region. *ApJ*, 414:165–177, 1993, ADS.
- David SPECHT : Probabilistic Neural Networks. *Neural Networks*, 3:109–118s, 1990.
- D. N. SPERGEL, R. BEAN, O. DORE' *et al.* : Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results : Implications for Cosmology. *ArXiv*, 2006, ADS, [astro-ph/0603449](#).
- J. L. STARCK, E. PANTIN et F. MURTAGH : Deconvolution in Astronomy : A Review. *PASP*, 114:1051–1069, 2002, ADS.
- F. W. STECKER : Equilibrium Spectra of Secondary Cosmic-Ray Positrons in the Galaxy and the Spectrum of Cosmic Gamma-Rays resulting from Their Annihilation. *Ap&SS*, 3:579–+, 1969, ADS.
- L. E. STRIGARI, J. F. BEACOM, T. P. WALKER *et al.* : The concordance cosmic star formation rate : implications from and for the supernova neutrino and gamma ray backgrounds. *JCAP*, 4:17–+, 2005, ADS, [astro-ph/0502150](#).
- A. W. STRONG, R. DIEHL, H. HALLOIN *et al.* : Gamma-ray continuum emission from the inner Galactic region as observed with INTEGRAL/SPI. *A&A*, 444:495–503, 2005, ADS, [astro-ph/0509290](#).
- A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO et O. REIMER : Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy. *ApJ*, 537:763–784, 2000, ADS, [astro-ph/9811296](#).
- A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO et O. REIMER : A New Determination of the Extragalactic Diffuse Gamma-Ray Background from EGRET Data. *ApJ*, 613:956–961, 2004, ADS, [astro-ph/0405441](#).
- W. A. STRONG, H. BLOEMEN, R. DIEHL *et al.* : COMPTEL Skymapping : a New Approach Using Parallel Computing. *ApLC*, 39:209–+, 1999, ADS.
- R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV *et al.* : Three spectral states of 1E 1740.7 - 2942 - From standard Cygnus X-1 type spectrum to the evidence of electron-positron annihilation feature. *ApJ*, 383:L49–L52, 1991, ADS.
- B. J. TEEGARDEN, T. L. CLINE, N. GEHRELS *et al.* : The Gamma-Ray Imaging Spectrometer (GRIS) : A new balloon-borne experiment for gamma-ray line astronomy. In F. C. JONES, éditeur : *ICRC*, pages 307–310, 1985, ADS.
- B. J. TEEGARDEN, P. JEAN, G. WEIDENSPONTNER *et al.* : Characterization and Prediction of the SPI Background. In V. SCHOENFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *ESA SP-552*, pages 819–+, 2004, ADS.

- B. J. TEEGARDEN, K. WATANABE, P. JEAN *et al.* : INTEGRAL SPI Limits on Electron-Positron Annihilation Radiation from the Galactic Plane. *ApJ*, 621:296–300, 2005, ADS.
- F. TOLA : Traitement par réseau de neurones des spectres gamma mesurés par le satellite integral. Rapport technique DETECS/SSTM/RAP/05-009, CEA, 2005.
- P. UBERTINI, A. BAZZANO, M. T. BRUNETTI *et al.* : Simulation and response of the MART-LIME X-ray detector. In B. D. RAMSEY et T. A. PARNELL, éditeurs : *Proc. SPIE Vol. 2806*, pages 329–336, 1996, ADS.
- P. UBERTINI, F. LEBRUN, G. DI COCCO *et al.* : IBIS : The Imager on-board INTEGRAL. *A&A*, 411:L131–L139, 2003, ADS.
- Lyle H. UNGAR, Jing ZHOU, Dean P. FOSTER *et al.* : Streaming feature selection using iic. In *A.I. & Statistics*, pages 357–364, 2005.
- G. VEDRENNE, J.-P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER *et al.* : SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A*, 411:L63–L70, 2003, ADS.
- W. WANG, C. S. J. PUN et K. S. CHENG : Could electron-positron annihilation lines in the Galactic center result from pulsar winds? *A&A*, 446:943–948, 2006, ADS, [astro-ph/0509760](#).
- G. WEIDENSPONTNER *et al.* : 2007. En préparation.
- G. WEIDENSPONTNER, J. KIENER, M. GROS *et al.* : First identification and modelling of SPI background lines. *A&A*, 411:L113–L116, 2003, ADS.
- G. WEIDENSPONTNER, J. KNÖDLSER, P. JEAN *et al.* : The sky distribution of 511 keV positron annihilation line emission as measured with INTEGRAL/SPI. In WINKLER, C. AND BATTRICK, B., éditeur : *ESA SP-622*, 2006.
- C. WINKLER, T. J.-L. COURVOISIER, G. DI COCCO *et al.* : The INTEGRAL mission. *A&A*, 411:L1–L6, 2003, ADS.
- W.-M. YAO, C. AMSLER, D. ASNER *et al.* : Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1+, 2006. URL <http://pdg.lbl.gov>.
- F. ZWICKY : Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Phys. Acta*, 6:110–127, 1933, ADS.
- F. ZWICKY : On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ*, 86:217–+, 1937, ADS.